

Nagy impulzusú részecskék vizsgálata nehézion-ütközésekben

Doktori értekezés

Hamar Gergő

ELTE TTK Fizika Doktori Iskola

Vezető: Dr. Palla László

Részecskefizika és Csillagászat Program

Programvezető: Dr. Palla László

Témavezetők:

Dr. Lévai Péter

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont
kutatóprofesszor

Dr. Varga Dezső

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont
tudományos munkatárs

Budapest, 2014.

Tartalomjegyzék

1. Bevezető	3
2. Hadronkeltés kvarkok koaleszcenciájával	7
2.1. A QGP hadronizációja	7
2.2. A MICOR modell alapjai	9
2.3. Hadronrezonanciák problémaköre	11
3. Hadronrezonanciák keltése koaleszcencia modellben	13
3.1. Kvark koaleszcencia relativisztikus leírása	13
3.2. Diszkrét hadronrezonanciák azonosítása	15
3.3. Bájos hadronok keletkezése	20
3.4. Kvarkszám skálázás megmaradása	23
3.5. Diszkusszió	24
4. Nagy impulzusú részecskék kísérleti azonosítása	27
4.1. A CERN LHC ALICE kísérlet bemutatása	28
4.2. A VHMPID fizikai célkitűzései	32
4.3. A VHMPID detektor felépítése	33
4.4. Eseményválogatás és részecske-nyomkövetés problémája	36
4.5. Gáztöltésű detektorok bemutatása	43
5. Közeli Katódos Kamrák vizsgálata	51
5.1. A CCC technológia bemutatása	51
5.2. A kamrák építésének lépései	53
5.3. Az adatgyűjtő rendszer bemutatása	56
5.4. Az adatkiértékelő program ismertetése	64
5.5. A detektor analóg jeleinek vizsgálata	65
5.6. Az új technológia előnyeinek igazolása	67
5.7. Digitális észlelési hatások és uniformitása	73
5.8. Távtartók effektív hatásának mérése	77
5.9. Helyfelbontás és pozicionálás vizsgálata	79
5.10. Kis klaszterméret demonstrációja	83
5.11. Időzítés mérése	85
5.12. Mintázatok logikai kezelése	87
5.13. Diszkusszió	91

6. Vastag-GEM alapú nyomkövető kamrák vizsgálata	95
6.1. TGEM-es kamrák és méréseik bemutatása	95
6.2. Analóg jelek vizsgálata	98
6.3. Digitális hatásfok közvetlen mérése	99
6.4. Szikrázási paraméterek vizsgálata	103
6.5. Diszkusszió	107
7. VHMPID tesztmérések és analízisük	109
7.1. A nagy méretű prototípus felépítése	110
7.2. Kísérleti összeállítás bemutatása	112
7.3. MIP észlelése	114
7.4. Fókuszáló geometria kísérleti ellenőrzése	117
7.5. A Cserenkov-gyűrű vizsgálata	118
7.6. Első részecskeazonosítás a VHMPID prototípussal	122
7.7. További tesztmérések, diszkusszió	123
8. TCPD, egy új hibrid fotondetektor	125
8.1. A TCPD detektor felépítése	127
8.2. Fotonok detektálása laboratóriumban	130
8.3. TCPD erősítésének meghatározása	132
8.4. Katódtér erősségének hatása és optimalizálása	134
8.5. Cserenkov-detektor	136
8.6. Diszkusszió	141
9. Vastag-GEM struktúra mikroskálás vizsgálata	143
9.1. Mérési összeállítás ismertetése	144
9.2. Adatanalízis menetének bemutatása	147
9.3. Optikai egység fókuszának mérése és beállítása	148
9.4. Stabilitás	151
9.5. Fotonhozam- és erősítés térképe	153
9.6. Alkalmazott térerősségek változtatásának hatása	156
9.7. Diszkusszió	159
10.Összegzés	161
Köszönetnyilvánítás	165
Hivatkozások	167
A. Rövidítések	181

1. Bevezető

Ezen doktori értekezés a nehézion-ütközéseket vizsgáló CERN ALICE kísérlethez tervezett VHMPID detektorhoz kapcsolódik. A disszertáció a tervezett fizikai program által inspirált elméleti munkámat és a modern detektorfejlesztési kutatási-fejlesztési munkáimat tartalmazza.

A normál körülmények között hadronokba záródott színes anyag a kvantumszíndinamika jóslata szerint nagy hőmérséklet illetve kémiai potenciál esetén új fázisokat alkot. Előbbiben a kvarkok és gluonok plazmáját (QGP), amely kozmológiai számítások szerint az Ősrobbanás utáni mikromásodpercekben kitöltötte az Univerzumot; utóbbi esetben a színes szupravezetés jelenségét mutató bozonizálódott dikvark anyag, amely napjainkban neutroncsillagok belsejében fordulhat elő. A kvark-gluon plazma fázis vizsgálatával közelebb juthatunk a Ősrobbanás és a kvantumszíndinamika megértéséhez.

A QGP kísérleti előállítását nagyenergiás nehéz atommagok ütköztetésével érhetjük el. Az új fázist a RHIC gyorsító kísérletei igazolták, kiemelten a kollektív jelenségek, a kvarkszám skálázás, és a jet-elnyomás mérésével. A CERN-ben a jelenleg legnagyobb energiás gyorsítónál, az LHC-nél tovább kutatják a jelenséget ólom magok ütköztetésével. Bár a CMS és az ATLAS is kiváló nehézion-fizikai programmal rendelkezik, az ALICE az egyetlen speciálisan erre a feladatra tervezett kísérlet.

Az ALICE tervezése óta megjelent kutatási eredmények rámutattak, hogy a keletkező nagyenergiás részecskék rengeteg információt hordozhatnak a plazma tulajdonságairól, egyedi azonosításuk és korrelációik vizsgálata kulcsfontosságú lehet a mélyebb megértéshez, illetve lehetőséget ad a nagy tömegű rezonanciák keletkezésének vizsgálatához. A kísérlet továbbfejlesztéséhez tervezett VHMPID detektor pontosan ezt a feladatot hivatott ellátni.

A VHMPID egy gáz közegű, gyűrűt formáló Cserenkov-detektor, amely az ALICE azonosítási tartományát a 5 GeV-ről 25 GeV-ig terjeszti ki. A vizsgálandó nagyenergiás részecskék ritka előfordulása miatt egy speciális trigger rendszert is érdemes használni, amely az érdekes események gyakoriságát a rögzített mintában negyvenszeresére emelheti. Ezt a feladatot a speciálisan VHMPID-hez tervezett HPTD detektor végezheti.

Mindkét fenti berendezés érzékelő egysége gáztöltésű proporcionális kamra. A klasszikus sokszálas elrendezés mellett újfajta szálstruktúrákat, valamint a modern mikrostruktúrák gáz elektron sokszorozó rendszereket is kifejlesztettünk és vizsgáltunk. A nyalábteszteken is verifikált új detektorok a VHMPID/HPTD követelményeit teljesítik, a kidolgozott technológiák és

vizsgálati rendszerek ezen felül más területeken is ideális felhasználást és elismerést nyertek.

A disszertációban a könnyebb átláthatóság kedvéért az elméleti és kísérleti munkákat bevezető fejezeteket (2,4) valamint a saját munkámat bemutató fejezeteket (3,5,6,7,8,9) különválasztottam.

A dolgozatban először a kvark-gluon plazma hadronokba való visszaalakulását leíró koaleszcencia modellcsaládot mutatom be (2. fejezet), majd a nagyenergiás tartományt befolyásoló nagy tömegű rezonanciákat is kezelni képes, általam kifejlesztett rezonancia koaleszcencia modell alapjait tárgyalom a 3. fejezetben.

Az ALICE kísérlet detektorrendszere után (4.1. fejezet) ismertetem a VHMPID felépítését és céljait a 4. fejezetben, illetve ennek trigger és nyomkövető rendszerét a HPTD detektor feladatait a 4.4. fejezet keretein belül.

A következő fejezetekben tárgyalt detektorok pontos működési, tervezési és adatanalíziseinek bevezetéseként a 4.5. fejezetben bemutatom a gáztöltésű detektorok családját, valamint a mikrostruktúrák detektorok működési alapjait.

Ezt követően térek rá a speciálisan a HPTD céljaira általunk kifejlesztett CCC technológia részletezésére, különös tekintettel annak a HPTD-hez való alkalmazhatóságára (5. fejezet).

A modern TGEM alapú mikrostruktúrák detektortípusoknak a HPTD-ben való alkalmazhatóságát vizsgálom meg a 6. fejezetben.

A 7. fejezetben a VHMPID-es tesztméréseket, illetve az ott végzett munkámat mutatom be.

A csoportunk által kifejlesztett TCPD fotondetektort, mint a VHMPID lehetséges fotondetektorát, a 8. fejezetben ismertetem.

A 9. fejezet a mikrostruktúrák fotondetektorok vizsgálatára megalkotott finom felbontású pásztázó leírását és ezen fejlesztéssel kapcsolatos eredményeimet tartalmazza.

Végül a 10. fejezetben összefoglalom az értekezés főbb pontjait.

2. Hadronkeltés kvarkok koaleszcenciájával

A kvark-gluon plazma vizsgálatához elengedhetetlen, hogy ismerjük a plazma hadronizációs mechanizmusát, hiszen a végállapotban csakis az újra hadronokba záródott anyagot tudjuk mérni.

A koaleszcencia modellek olyan részecskekeltő folyamatcsaládot jelölnek, amelyben az elemi építőkövek közötti kölcsönhatás miatt alakul ki egy végállapotú összetett objektum. A koaleszcencia modelleket korábban magfizikában a nukleongázból keletkező deuteronok, tritonok és könnyű atommagok számának jóslására használták [1].

Hadron koaleszcencia az alacsony energiás nukleonok összeragadását (klaszterek képződését) kezeli jól, ahol az erős kölcsönhatás vonzó ereje miatt keletkező mag kötési energiája jóval kisebb, mint a nyugalmi tömege. Így a folyamat leírásához használható a nem relativisztikus kvantummechanika, ahol a hullámfüggvények sűrűségmátrixával kifejezhető az új atommag keltési valószínűsége.

A koaleszcencia modell a kis energiás magfizikán túl megjelent a nagyenergiás nehézion-fizikában is [2] [3]. Bár a kvark-gluon plazma hadronizációja esetén a fenti energia arányok nem teljesülnek, a koaleszcencia modellek, úgy tűnik, mégis képesek kvantitatíven leírni a részecskék keletkezését.

2.1. A QGP hadronizációja

A nagy energiás elektron-pozitron ütközések, illetve a proton-proton ütközések során létrejövő kvark-kvark és kvark-gluon kölcsönhatás esetén két elemi részecske a folyamat kiindulópontja. Az elektrogyenge illetve erős kölcsönhatás ismeretében pedig kiszámítható a keletkező elemi részecskék spektruma. Természetesen kvarkok (vagy gluonok) keltése esetén itt is kell a későbbiekben hadronizációról beszélni, ám ezen nagy energiás részecskék esetén a perturbatív kvantumszíndinamika adta keretek és a mérési eredmények (fragmentációs függvények) megfelelő leírást adnak a folyamatra.

Nehézion-ütközések esetén a keletkező plazma nem tekinthető már elemi ütközések sokaságának, így hadronizációja is jelentősen eltérő. Természetesen az energetikus elemi ütközések itt is megjelennek a magok ütközése során, amelyek "jet" jelenségeit is megfigyelhetjük, bár kissé módosult formában. A keletkező részecskék többsége azonban a kialakuló erősen kölcsönható plazma gyors újrabadronizációjából származik.

A QGP legegyszerűbb hadronizációs modellcsaládja a termikus részecskekeltés, amelyben a különböző részecskék a statisztikus fizika adta

fázistérnek megfelelő számban keletkeznek. Az ilyenkor keletkező rezonanciák nagy része természetesen még a detektálás előtt elbomlik, ám ez ismert folyamat, könnyen számolható/szimulálható. A termikus modellekben a legfontosabb paraméter a plazma hőmérséklete, amely meghatározza a keletkező részecskék arányát [4]. A kémiai potenciálok és telítettségi faktorok bevezetésével jó kvantitatív leírást kaphatunk a sokféle keletkező részecskék számáról [5].

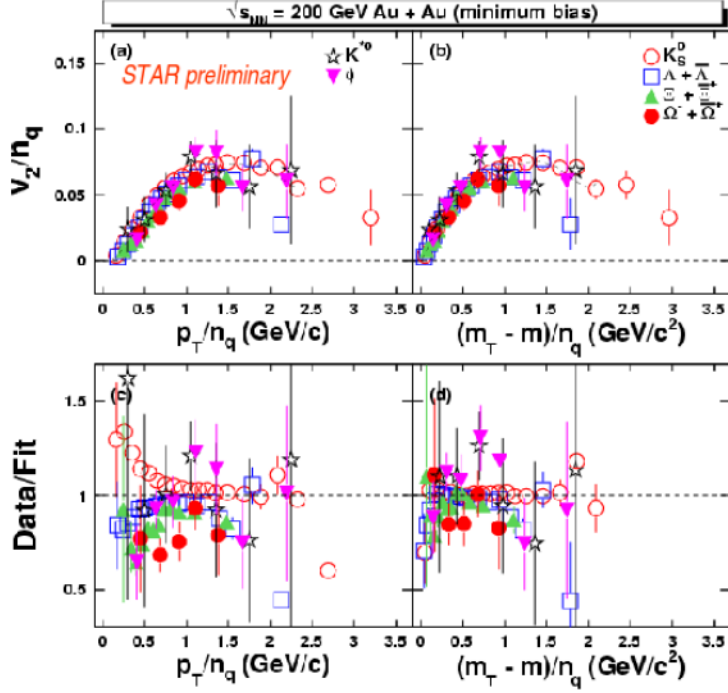
A termikus modelleknek azonban több problémájuk is van. A modern kísérletekben már jól mérhetőek a keletkező rezonanciák is, amelyek hozama a termikus jóslattól jelentősen eltérnek [6]. Probléma, hogy a termikus modellek szükséges hadronizációs idő jelentősen hosszabb, mint a plazma számított élettartama. Leginkább mégis az elmélet alapvető korlátai okoznak manapság problémát, mivel az újabb, összetettebb részecskeprodukciós mennyiségeket nem lehet a modellen belül egyszerűen értelmezni. Ezek közül legjelentősebbek a részecskekorrelációs mérések, valamint a kvarkszám skálázás.

A kvark koaleszcencia model család a korábbi hadronizációs mechanizmusoktól jelentősen eltérő megközelítéssel rendelkezik. A nukleongázbeli klaszterképződéshez hasonlóan [1], a kvarkok (és antikvarkok) között ható színes erő hatására azok összeragadhatnak hadronokká. A modellben a felöltözött kvarkok, mint kvázirészecskék ütköznek egymással a plazmában, amellyel létrehozhatnak dikvark-, mezon- illetve barion jellegű állapotokat. Ilyen típusú kvázirészecske képre épülő modell (például [2]) a jóval keletkezése után megfigyelt kvarkszám skálázást [7] (1. ábra) alapvetően hordozza, valamint részecskekorrelációs jelenségekre is képes lehet jóslatot adni.

A model család első tagja az ALCOR [2] [8], amely a könnyű és ritka kvarkokból álló hadronok produkcióját kiválóan reprodukálta SPS energián [9]. Az alapvető részecskearányokra stabil jóslatot adó modellben a bájos szektort is be lehet vezetni [10], valamint a produkciót spektrumokkal is el lehet látni [11].

Az ALCOR sikerein felbuzdulva több koaleszcencia alapú modell is megjelent, amelyek SPS és RHIC energiákon is megfelelő jóslatokat és leírást kínáltak [12] [3] [13]. Ezek közül például a MICOR modell [14] [15] a keletkező hadronok impulzuseloszlását struktúrájában is jósolni tudta.

A koaleszcencia modellek alapjait egy konkrét példán (MICOR) keresztül mutatom be, majd ezt követően térek rá az általam kifejlesztett rezonancia koaleszcencia modell alapjainak bemutatására.



1. ábra. Elliptikus folyás kvarkszám skálázása [7]. Látható, hogy a skálázott impulzus függvényében a skálázott v_2 egyetlen görbére esik a mért különböző részecskék esetén.

2.2. A MICOR modell alapjai

A kvark-gluon plazmából keletkező részecskék számát és eloszlását is leíró MICOR (Microscopic COalescence Rehadronization, Újrahadronizációs mikroszkopikus koaleszcencia) modell [14] [15], egy kvantummechanika alapú koaleszcencia modell.

A plazmában kialakuló gluonfelhőben mozgó kvarkok a fázisátalakulás közelében nagy tömegű kvázirészecskékként viselkednek. Effektív tömegük a konstituenskvar-k-tömegek nagyságrendjébe esik ($m_q \approx 300 MeV$, $m_s \approx 500 MeV$). A kvázirészecskék ütközésekor lehetőség van új objektumot kelteni (dikvark, diantikvark, premezon), majd ezen új részecskék újabb ütközések lévén bonyolultabb struktúrákká alakulhatnak (prebarion, preantibarion). A továbbiakat a premezonok keltésén mutatom be, a módszer a többi struktúrára teljesen hasonlóan megy végbe.

A MICOR a koaleszcencia folyamatot $2 \rightarrow 2$ reakcióként kezeli, a q_1 kvark a plazmából (Q) felvesz egy q_2 kvarkot, amelynek eredményeként a két végállapotú egység a h premezon és a maradék plazma (Q'). A keletkező premezon elhagyva a plazmát (ha szintelen) hadronná válik, míg a színes

objektumok (pl.: dikvark) megmaradnak a plazmában.

Feltéve, hogy a felvett kvark hullámfüggvénye szeparálható a plazma többi részétől, a Q' normáltsága miatt eltűnik az egyenletekből. Az új részecske keltésének a kvantummechanikai átmeneti valószínűségét ki kell kiszámítanunk; a klasszikus kvantummechanika alapján az átmeneti amplitúdó [16]:

$$g_{gh} = V_g \frac{-M_h}{2\pi} \int d^3\vec{x}_1 d^3\vec{x}_2 \tilde{\Psi}^*(\vec{x}_1, \vec{x}_2) V(\vec{x}_1 - \vec{x}_2) \phi_1(\vec{x}_1) \phi_2(\vec{x}_2), \quad (1)$$

ahol $\phi_i(\vec{x}_i)$ a q_i kvark hullámfüggvénye és $\tilde{\Psi}(\vec{x}_1, \vec{x}_2)$ a premezon (vagy dikvark) hullámfüggvény $M_h = m_{q_1} + m_{q_2}$ tömeggel. A V függvény a Yukawa kölcsönhatást írja le, V_g pedig a térfogati faktor.

A MICOR modellben a beérkező részecske síkhullámnak, a keletkező pedig gaussosan lokalizáltnak van feltételezve. A kvantummechanikában a hullámfüggvények változtatása igen jelentősen módosíthatja a kapott eredményeket, ám számítások szerint a fenti modell ilyen tekintetben igen robusztus. Különböző hullámfüggvények esetén (bár eltérő belső paraméterekkel) közel azonos jóslatot ad [HG01] [HG02].

A h premezon részecskeprodukciója arányos a konstituens kvarkok sűrűségével (n_i) és a keletkezési rátával:

$$Y_{prim}^h \propto n_1 n_2 \langle \sigma_{12}^h v_{12} \rangle \quad (2)$$

A folyamat hatáskeresztmetszete (σ) függ a kvarkok impulzusától, míg a keletkezési rátát a fázistérre való átlagolással kapjuk meg:

$$\langle \sigma_{12}^h v_{12} \rangle = \frac{\int d^3\vec{p}_1 d^3\vec{p}_2 d^3\vec{x}_1 d^3\vec{x}_2 \rho_{12}(\vec{x}_1, \vec{x}_2) f_1(\vec{x}_1, \vec{p}_1) f_2(\vec{x}_2, \vec{p}_2) \sigma(\vec{p}_1, \vec{p}_2) v_{12}}{\int d^3\vec{p}_1 d^3\vec{p}_2 d^3\vec{x}_1 d^3\vec{x}_2 \rho_{12}(\vec{x}_1, \vec{x}_2) f_1(\vec{x}_1, \vec{p}_1) f_2(\vec{x}_2, \vec{p}_2)} \quad (3)$$

ahol f az impulzuseloszlás míg ρ_{12} a térbeli eloszlás és v_{12} a relatív sebesség. Feltéve, hogy a térbeli eloszlásuk azonos, a ráta csak a kvarkok spektrumától függ.

Mindezek alapján a kezdeti kvarksűrűségek és a fenti ráta ismeretében kiszámítható a keletkező hadronok száma. Megjegyzendő, hogy ezen koaleszcenciamodellekben a keletkező hadronokban megjelenő konstituens kvarkok száma és a hadronizáció előtt jelen levő kvarkok száma azonos, amely megszorításokat tesz a kezdeti mennyiségekre.

2.3. Hadronrezonanciák problémaköre

A jelen mérések és kísérleti technikák segítségével már rekonstruálhatóak a hadronizáció során keletkező különböző rezonanciák is. Míg a termális modell egész jó közelítéssel képes leírni a keletkező részecskék hozamát, a rezonanciákra adott számítások és illesztések erősen eltérnek a mért értékektől (pl: [6]).

A MICOR modell a hadronok közül csupán bizonyos csoportokat tud kelteni: az első gerjesztett mezon oktettet és barion deкупlettet [15]. Az alapállapotú hadronok ezek bomlásából erednek, míg az ennél magasabb energiájú állapotok nem kelthetőek a modellben.

Természetesen megpróbálhatjuk kiegészíteni a modellt, ami azonban nem várt problémákhoz vezet. A MICOR-ban a keletkező prehadron tömege a kvantummechanikai leírás miatt az őt alkotó kvázirészecskék tömegének összege, tehát adott kvarkösszetétel esetén fix. Ilyen módon csakis egyetlen rezonancia (mégpedig alapesetben az első gerjesztett állapot) kelthető.

Ha a fenti szabályt megszegve kézzel tennénk be az új rezonanciák tömegét a rendszerbe, akkor a (1) egyenlet értelmében a nagy tömegű rezonanciák keletkezését preferálná a folyamat. A nagyobb tömegű rezonanciákból több keletkezne, amely egyértelműen ellentmond a kísérleti megfigyeléseknek.

Utóbbi eljárásnak rejtett problémája, hogy a (még) nem ismert óriási tömegű rezonanciák erősen befolyásolnák a modell jóslatait.

3. Hadronrezonanciák keltése koaleszcencia modellben

A Rezonancia Koaleszcencia Modellel (RCM, Resonance Coalescence Model) [HG03] egy olyan hadronizációt leíró modellt alapjait kívántam létrehozni, amely a koaleszcencia modellek előnyei mellett a hadronrezonanciák teljes spektrumához hozzáférést adhat.

3.1. Kvark koaleszcencia relativisztikus leírása

Az RCM modellben a felöltözött kvarkok mozgását, ütközéseit a megfelelő relativisztikus mechanikával írom le. Mivel a rendszer hőmérséklete ($T \approx 180 \text{ MeV}$) összemérhető a kvázirészecskék nyugalmi tömegével, a relativisztikus leírás nem csak lehetőség, hanem követelmény is. Mindezen túl látni fogjuk, hogy a relativisztikus mechanika megadja a kulcsot a nagy tömegű rezonanciákhoz, hiszen a kvarkok ütközéséből keletkező prehadron nyugalmi tömege – a kvarkok négyesimpulzus-összegének normája – a négyesimpulzusoktól függően tetszőlegesen nagy értéket felvehet.

$$m_{\text{prehadron}} = M_{q\bar{q}} = \|p_{q_1}^\mu + p_{q_2}^\mu\| = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} . \quad (4)$$

Ahogy a 2.2. fejezetben, itt is először mezonokon mutatom be a modell működését, és később terjesztem ki barionokra.

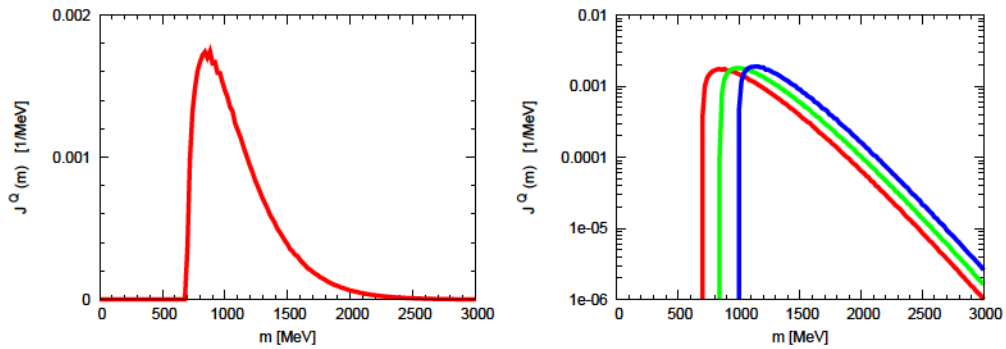
Feltéve, hogy a hadronizációs régióban a nagy effektív tömegű kvázikvarkok impulzuseloszlása $f(m_i, \vec{p}_i)$ nem helyfüggő, a keletkező premezon tömegspektrumát ($J^Q(m)$) az alábbi kifejezés adja:

$$J^Q(m) = \int_0^\infty \int_0^\infty d^3\vec{p}_1 d^3\vec{p}_2 f(m_1, \vec{p}_1) f(m_2, \vec{p}_2) \delta(m - \|p_1^\mu + p_2^\mu\|) . \quad (5)$$

A számolások során a kvarkok impulzuseloszlására a termikus Boltzmann eloszlás relativisztikus változatát, a Jüttner eloszlást használtam. Azonban a modellben lehetőség van más impulzuseloszlások használatára is, például a kedvelt Boltzmann- vagy Tsallis eloszlások is alkalmazhatóak.

$$f_{\text{Juttner}}(m, \vec{p}) = e^{-\frac{u_\mu p^\mu}{T}} = e^{-\frac{\sqrt{\vec{p}^2 + m^2}}{T}} \quad (6)$$

A 2. ábrán látható a könnyű és ritka kvarkot tartalmazó premezonok $J^Q(m)$ tömegspektruma ($m_q = 300 \text{ MeV}$, $m_s = 500 \text{ MeV}$ és $T = 180 \text{ MeV}$ esetén). A tömegspektrum zérus értékű az $m < m_{q_1} + m_{q_2}$ tartományon,



2. ábra. (bal) Premezon tömegspektruma könnyű kvarkok (u, d) esetén. (jobb) Premezon tömegspektrum logaritmikus skálán qq, qs, ss kvarktartalmú premezon esetén.

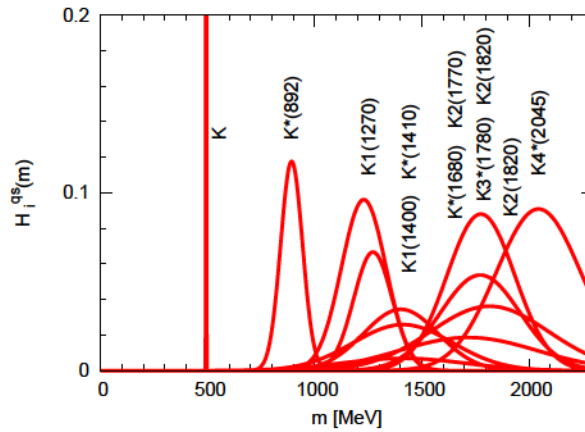
amelyet egy maximum után az impulzuseloszlás által meghatározott közel exponenciálisan eső farokrész követ.

A nagy tömegek felé megjelenő exponenciális elnyomás következtében a óriási tömegű rezonanciák nem lesznek meghatározóak, mint a 2.3. fejezet végén említett esetben.

3.2. Diszkrét hadronrezonanciák azonosítása

A fenti módon azonban a premezonokat folytonos tömegspektrummal keltettük, nem az egyes rezonanciák meghatározott tömegénél. Felvetődik a kérdés, hogy egy m tömegű, Q kvarktartalmú prehadron mekkora valószínűséggel válhat valamilyen igazi rezonanciává ($\mathcal{P}(h_i^Q; m)$). Követeljük meg, hogy a végállapot rezonancia a prehadronnal azonos kvarktartalmú legyen. Bár a fenti valószínűséghez kézzel bármilyen függvény belerakható lenne a rendszerbe, nem hagyhatjuk meg a modellben ezt a végtelen szabadságot. Ezzel szemben természetesnek adódik, hogy használjuk a rezonanciák bomlási szélességét a keltésüknél is.

A Q kvantumszámmal rendelkező i sorszámú h_i^Q rezonancia m_h tömegéből, Γ_i szélességéből és d_i degenerációjából a rezonancia $H_i^Q(m)$ spektrálfüggvénye meghatározható. Illusztrációként a 3. ábra mutatja a ritkamezon-rezonanciákat, gaussos szélességgel (a Breit-Wigner alakkal a későbbiekben foglalkozom).



3. ábra. Ritka kvarkot tartalmazó mezonrezonanciák spektrálfüggvénye gaussos kiszélesedéssel.

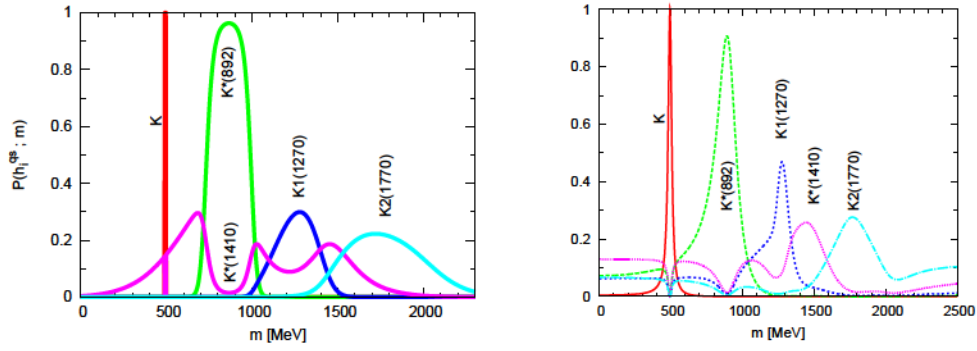
Az m tömegű prehadron minden rendelkezésre álló azonos kvarktartalmú állapotba az adott rezonancia spektrálfüggvényének m -beli értékével arányosan átléphet, akkor egy adott rezonancia kiválasztásának valószínűsége:

$$\mathcal{P}(h_i^Q; m) = \frac{H_i^Q(m)}{\sum_k H_k^Q(m)} \quad (7)$$

A 4. ábrán látható néhány ritka mezon ($Q = qs$) (qs) kvarktartalmú premezonból való keletkezési valószínűségi görbéje. A keletkezési valószínűség

általában (amint naivan várható is) a rezonanciatömegnél a legmagasabb; ám megjegyzendő, hogy ez nem mindig van így, példaként a 4. ábrán is látható $K^*(1410)$ mezon fura struktúrát kap (ennek oka a nagy szélesség, valamint a rezonanciatömeg közelében elhelyezkedő másik szűkebb rezonancia jelenléte).

Ezen túl megfigyelhetjük, hogy a nagyon szűk rezonanciák (pl.: K) szinte csakis a hadrontömegükkel pontosan megegyező premezonból keletkezhetnek. Mivel a kaon m_K tömegénél a (qs) premezon tömegspektruma zérus (hiszen $m_K < m_q + m_s$), ezért amúgy sem keletkezhetne primer K . Ez hasonlatosságot mutat a a MICOR modellel, ahol szintúgy nem keletkezik primer alapállapotú hadron, csak az első gerjesztett állapot bomlásából.



4. ábra. Ritka mezonok keletkezési valószínűsége (qs) premezonokból annak tömegének függvényében. Balra a Gaussos, jobbra pedig a Breit-Wigner spektrálfüggvénnyel számolva. A keletkezési valószínűség általában a rezonanciatömegnél a legmagasabb, ám széles rezonanciák estén igen furá alakokat kaphatunk (pl.: $K^*(1410)$).

Így a fentiek alapján meghatározható, hogy a h hadronból primer mennyi keletkezik:

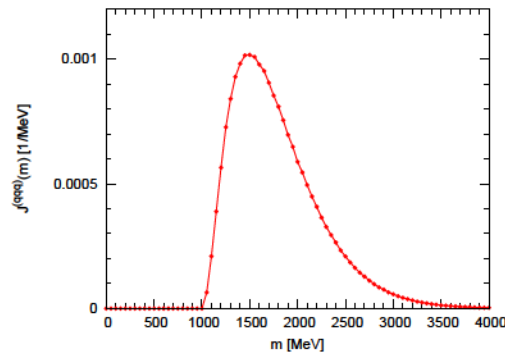
$$Y_{prim}(h_i^Q) \propto n_1 n_2 \int_0^\infty dm \int_0^\infty d^3 \vec{p} J^Q(m) \mathcal{P}(h_i^Q; m) \sigma^*(Q, m, |\vec{p}|) . \quad (8)$$

Barionok és barionrezonanciák keltése

A fentiekben mezonok keltését írtam le, ám természetesen a modell barionok keltésére is alkalmas. A MICOR-hoz hasonlóan nem $3 \rightarrow 1$ folyamatként, hanem két $2 \rightarrow 1$ folyamatok egymásutánjaként. Két kvark képes dikvarkot alkotni, amelyhez egy újabb lépéssel még egy kvark csatlakozhat. Fontos figyelembe venni, hogy a dikvark állapotok

impulzusspektruma összetett részecskék lévén már nem egyezik az eredeti termális kvarkspektrummal (ahogy a premezonoké sem).

Így a $(qq) + q \rightarrow (qqq)$ folyamatban keletkező prebarion tömegspektruma a két kapcsolódó objektum invariáns tömege lesz. Természetesen a kapott prebarion tömegspektruma három termális kvark összetétele vagy egy termális kvark és egy megfelelő tömegfüggő dikvark impulzusspektrumából definíció szerint azonos. A 5. ábrán a könnyű premezon (a (qqq) kötött állapot) tömegspektruma látható.



5. ábra. A (qqq) prebarion tömegspektruma. Láthatóan hasonló, mint a premezonoké a 2. ábrán.

A létrejövő prebarion állapotot a továbbiakban a premezonokhoz teljesen analóg módon kezelhetjük: megkeresve a megfelelő hadronrezonanciák spektrálfüggvényét, azokból a keletkezési valószínűségfüggvényeket meghatározhatjuk. A keletkező primer hadronok számát pedig a (8) képlet analógiájával kapjuk.

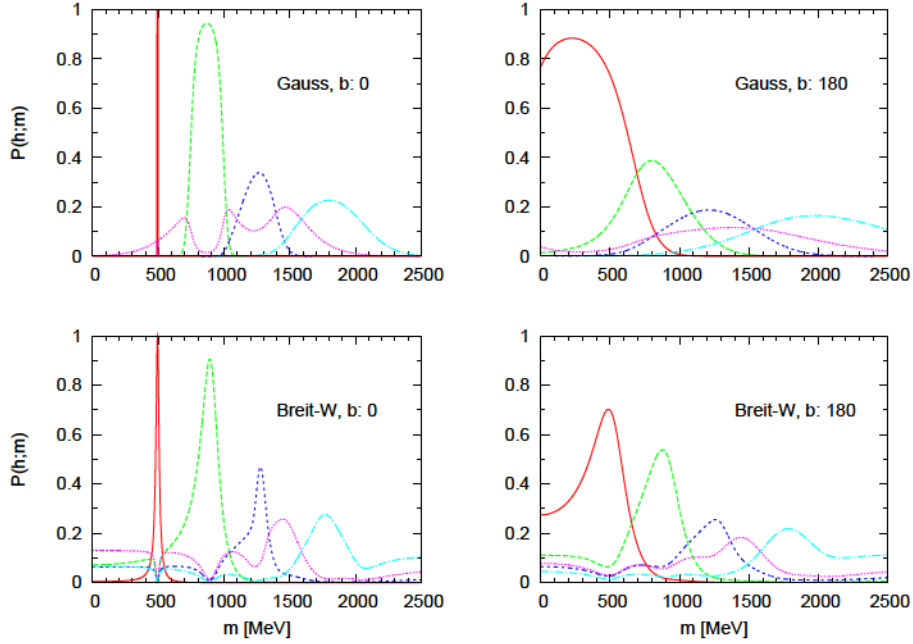
Kvarkkorrelátorok és rezonanciák szélességének szerepe

A prehadron állapotok a plazmán belül az őket körülvevő gluonfelhőn keresztül további kölcsönhatásba léphetnek a plazmával. Ez jelentheti az impulzusspektrumok termális felé való eltolódását, vagy akár energiafelvételt/leadást a plazma felé. Utóbbi megváltoztathatja a prehadron nyugalmi tömeget, mintegy az eredeti eloszlást kiszélesítve.

Amikor a prehadron elhagyja a plazmát hasonló folyamat játszódhat le, a prehadron gluoncserével akár tömeget is adhat át vagy kaphat, hogy a kiválasztott rezonancia tömegéhez közelebb kerüljön a vákuumban.

A fenti folyamatok a prehadron tömegspektrumának kiszélesedését, vagy akár másik oldalról megközelítve a prehadron által "látott" rezonancia spektrumának kiszélesedését jelentheti.

Ezen gondolatmenet alapján megvizsgáltam, hogyan változna a premezonok rezonanciaválasztása nulla és extrém nagy tömegcsere engedélyezésével. A 6. ábra mutatja a változást Gaussos és Breit-Wigner alapú számolások esetén.



6. ábra. A plazmával való energia- és tömegcsere hatása a effektív megjelentési függvényekre a ritka mezonoknál, zérus illetve 180 MeV kiszélesedés esetén.

Látható, hogy még a hőmérséklettel megegyező extra kiszélesedés sem befolyásolja jelentősen a kinematikailag megengedett tartományon ($m > m_q + m_s$) a rezonanciák kiválasztását.

Hadronok impulzuseloszlása

A fenti leírásban a prehadronok a táguló és hűlő plazma egy részének lokálisan együtt mozgó rendszerében keletkeztek. Ezen rendszerben a keletkező kötött állapotok impulzusspektruma egyértelműen adott a (4) egyenlethez hasonlóan a relativisztikus mechanikából. Pontosabban, a folytonos tömegspektrummal keletkező prehadronok minden egyes tömegértékéhez meghatározható, a (5) egyenlethez analóg módon.

A 3.2. fejezet értelmében így egy hadron együtt mozgó rendszerbeli spektruma a megfelelő tömeghez tartozó spektrumok súlyozott összege lesz, hasonlóan, mint (8).

Látható, hogy a modell rögzíti az együtt mozgó rendszerbeli spektrumot, ám a laborrendszerbeli méréshez szükséges a plazma effektív-kvark sűrűségének és tágulásának ismerete a hadronizáció pillanatában. Ha feltesszük, hogy a plazma kvarkösszetétele homogén, akkor elégséges az adott irányba haladó összanyag, $B(\vec{v}) = \int d^3r \rho(\vec{r}) v(\vec{r})$, ismerete.

Ezzel $B(\vec{v})$ súlyozással kell \vec{v} irányban együtt mozgó rendszerbeli spektrumokat összegezni.

Látható, hogy a folyásmodellt kézzel kell beletenni a rendszerbe, amelyet például hidrodinamikai számításokból vehetünk. Az erre vonatkozó modellek szerteágazó mivolta, s azok integrálása meghaladja a jelen vizsgálat köreit. Itt csupán a modell alapjainak, a számolás lehetőségének bemutatása volt a cél.

Hadronikus végállapotok megjelenése

Az előző részekben megmutattam a premezonok keltését és a rezonanciák kiválasztási folyamatát az RCM modellben. A mérhető hadronikus végállapotokkal kapcsolatban azonban felvetődik két kérdés. Hogy lehetséges, hogy ilyen kevés (pontosabban nulla) a primer mérhető részecske, illetve mi történik a prehadron tömegekkel?

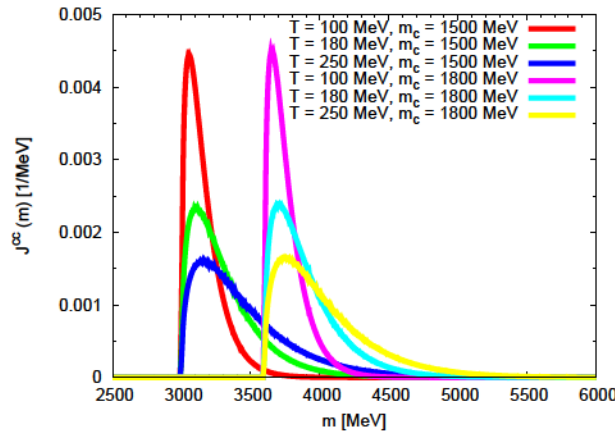
Az elsődlegesen keletkező bonyolult rezonanciák még a detektálás előtt elbomlanak, s csupán bomlástermékeiket találjuk meg közvetlenül a detektorokban. Természetesen elvileg a bomlástermékekből visszaállítható az eredeti rezonancia. Ezt azonban jelentősen megnehezíti a nehézion-ütközésekkor keletkező rengeteg részecske (kombinatorikus háttér), a részecskeazonosítás problémája (különösen a nagy energiás tartományokon), valamint a keletkező rezonanciák keletkezés utáni ütközései. Többnyire csak a kis szélességű vagy speciális bomlási csatornával rendelkező rezonanciákat tudjuk nagy pontossággal mérni.

Az RCM és más koaleszcencia modellek másik problematikus kérdése a prehadron tömeghéra való juttatása. Ez naivan így magyarázható: amikor a prehadron elhagyja a plazmát, rezonanciát "választ" és kilép a vákuumba, még van lehetősége energiát (tömeget) cserélni a plazmával, a szerint, hogy a kiválasztott rezonancia mennyire tér el a prehadron tömegétől. Természetesen e folyamatra közvetlen mérések nem léteznek, illetve a nem perturbatív tartományban a QCD sem világíthat rá jelenleg jobban a folyamatra; ezért meg kell hagynunk a modell (illetve ezen fenomenologikus leírás csoport) egyik axiómájának.

3.3. Bájos hadronok keletkezése

Az RCM modellbe eddig csak könnyű (u, d) és ritka kvarkokat kezeltünk, ám megvan a lehetőség, hogy új ízekkel egészítsük ki a modellt. Egy új íz felvételéhez ismerünk kell az ahhoz tartozó hadron rezonanciákat (amit ismertnek tekintek). Valamint igen fontos az új kvarknak, mint kvázirészecskének a plazmabeli effektív tömege, és plazmabeli impulzusspektruma.

Természetes kérdésként vetődik fel, hogy a bájos kvarkot (charm) lehet-e implementálni a modellbe, és ha igen, milyen belső paraméterekkel kell azt megtenni. A nyitott és zárt bájos hadronállapotokat jól ismerjük, a bájos kvark tömege pedig $1.29 \text{ GeV}/c^2$, azonban korántsem bizonyos, hogy a bájos kvázikvark a plazmában ugyanilyen effektív tömeggel rendelkezik (mint ahogyan a könnyű kvark esetén sem).

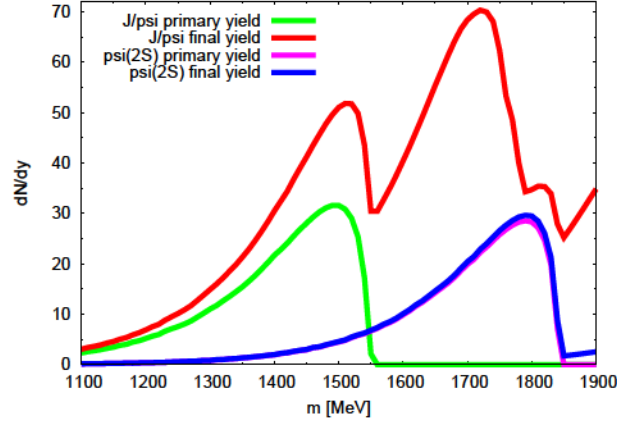


7. ábra. A (cc) precharmonia kötött állapot tömegspektruma különböző m_c bájos effektív tömeg és három különböző hőmérséklet esetén.

A prehadron tömegspektrumát jelentősen befolyásolja az effektív kvarktömeg, illetve az impulzusspektrum. Jelen esetben feltételezzük, hogy a bájos kvarkok is Jüttner eloszlás szerinti impulzusspektrummal rendelkeznek. A 7. ábrán látható a (cc) premezon tömegspektruma két bájos effektív tömeg, illetve háromféle hőmérséklet esetén.

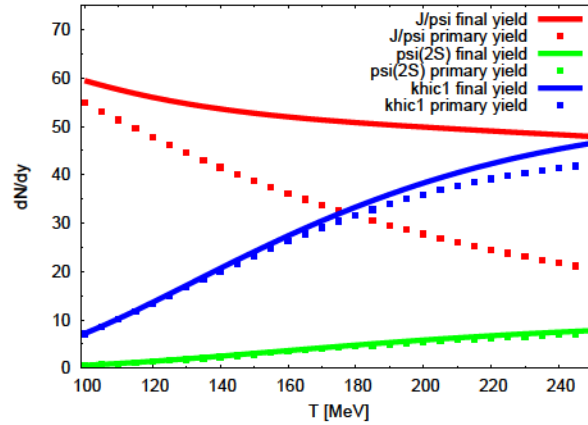
A charmonium rezonanciák (c és \bar{c} kötött állapotok, mint a J/ψ vagy az η_c) spektrálfüggvény-eloszlása a tömeg tengelyen jelentősen eltér a könnyű és ritka rezonanciáktól, jóval "ritkásabban" helyezkednek el; és legkönnyebb tagja éppen $\approx 2 \cdot m_c$ tömeg körül van. Így a bájos effektív tömeg nagy hatással van a $3 \text{ GeV}/c^2$ körüli állapotok keletkezésére: ha $2 \cdot m_c > m_{J/\psi}$, akkor nem keletkezik primer J/ψ részecske, viszont ha kicsivel nagyobb, akkor sok keletkezik.

A 8. ábrán látható pár jól mérhető charmonium rezonancia primer és teljes keletkezési száma a bájos effektív tömeg függvényében az RCM modellben.



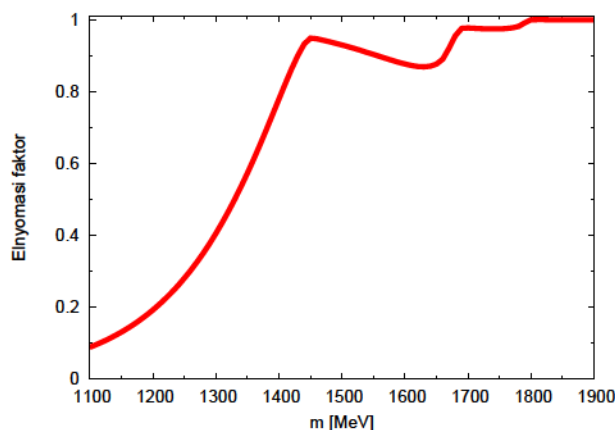
8. ábra. Az alacsony tömegű charmonia állapotok primer és teljes keletkezési száma jelentősen függ a bájos effektív tömegtől. Az ugrások tipikusan egy-egy új rezonancia féltömegénél jelennek meg.

A magasabb hőmérsékletű eloszlások használatával a bájos kvarkokat a nagyobb tömegű rezonanciák felé toljuk el. Ám mint a 9. ábrán látható, a bomlási csatornák annyira feldúsítják itt is a kis tömegű részecskéket, hogy a teljes keletkezési számokban ez alig érzékelhető.



9. ábra. A kis tömegű charmonium rezonanciák végállapotú száma alig függ a plazma hadronizációs hőmérsékletétől.

A charmonium rezonanciák kis tömegeknél látott ritkás struktúrája felveti a kérdést, hogy a premezonok hányad része lesz egyáltalán képes igazi mezonná válni, mielőtt újra szétesne az őt alkotó kvarkokká. Kiegészíthető a modell egy (kézzel beletett) vágással, mely megadhatja a lehetőséget egy adott tömegű premezonnak, hogy egyik mezon állapotot se válassza, hanem kvarkokká disszociálva új párt keressen magának (így lehetőséget adva, hogy bájos hadronként kilépjen a charmonium kategóriából). Egy ilyen implementáció eredményét szemléltetem a 10. ábrán, ahol a charmonia állapotok várt és az említett vágással keletkező számarányát láthatjuk a bájos effektív tömeg függvényében. Nagy tömegek esetén, ahol már a tömegspektrum csúcsa körül is elég "sűrű" a charmoniaállapotok száma visszakapjuk a vágás nélküli részecskeszámot.



10. ábra. A charmonia esetén bevezethető elnyomási szorzó jelentősen függ az effektív tömegtől.

3.4. Kvarkszám skálázás megmaradása

A koaleszcencia modellek egyik nagy előnye, hogy belső struktúrájukban magukban hordják az azóta kísérletileg megfigyelt kvarkszám skálázást [7]. A rezonanciák implementálásával, illetve azok bomlástermékeinek megjelenésével azonban azt várnánk, hogy ez a skálázás elromlik.

Az RCM modellben a különböző kvarktartalmú hadronok illetve prehadronok szeparálhatóan keletkeznek, így lehetőség nyílik a keletkezés, kiválasztás és bomlás utáni végállapotokat is e szerint különválasztani. Ennek elsődleges előnye programozástechnikai, ugyanis a kezdeti kvarkszámoktól függetlenek a különböző kvarktartalomtól származó keletkezési arányok, amely megfelelő kezelés esetén egyszerűsíti az előbbieket illesztését. Ám ezen felül a jelen kérdés megválaszolásához is felhasználható, hiszen a bomlási sor ismeretében a végállapotú detektált hadronok eredetét is megfigyelhetjük benne.

A modellben a különböző ízősszetételek szerint láthatjuk a megjelenést, az egyszerűbb átláthatóság kedvéért ezeket mezonikus és barionikus egységekké összesítettem az alábbi táblázatban, egy konkrét illesztés esetén.

Részecske típus	Mezonikus ös [%]	Barionikus ös [%]
π	84	16
K	92	8
η	92	8
$\rho(770)$	94	6
$\omega(782)$	99	1
...		

Látható, hogy a bomlásokban leggyakrabban megjelenő pionok esetén még jelentős a barionikus származás, a többi mezon esetében ez 10% alatt marad; míg barionok esetén a mezonikus ösök járuléka elhanyagolható. Ezzel megmutattam, hogy a rezonanciák bevezetésével nem sérül jelentősen a koaleszcencia modellek kvarkszám skálázása.

3.5. Diszkusszió

A fejezetben ismertettem az általam készített Rezonancia Koaleszcencia Modell alapjait. Ezen MICOR-szerű modellen belül a relativisztikus leírásmódnak köszönhetően egyértelműen adódnak a nagy nyugalmi tömegű kötött állapotok. Ezek folytonos tömegspektumából a hadronokká való formálódáshoz azok Breit-Wigner szélességével definiáltam valószínűséget (megkímélve a modellt egy új, ismeretlen paraméterhalmaztól). Az RCM modell nyilvánvaló előnye az egyszerű bővíthetőség új ízek bevezetésével, valamint a QGP-ben kialakuló kvázikvark spektrum szabad megválaszthatósága. Illetve belátható, hogy az RCM modellben a kvarkszám-skálázás a rezonanciák ellenére csupán kissé sérül.

Doktori munkám része az RCM modell alapjainak kidolgozása és alaptulajdonságainak vizsgálata volt, részletes alkalmazhatósági és verifikációja túlmutat ezen értekezés keretein.

Első lépésként további kutatás tárgyát kell képezze a modell paramétereinek a széles körű részecskearány mérésekre való illesztése és azok szisztematikus kiértékelése. A keletkező részecskék spektrumához a leírás lokális mivoltából adódóan szükséges a plazma folyásprofilja — amelyet hidrodinamikai számításokból vehetünk — az így kapható jóslatokban már jelentős szerepe lesz a kezdetileg használt kvázikvark spektrumoknak, így közvetve azok is vizsgálatóvá válnak.

4. Nagy impulzusú részecskék kísérleti azonosítása

Az LHC kísérleteinél a pár évente tervezett leállások adnak alkalmat a berendezések korszerűsítésének, az egyes kísérletekben új aldetektorok elhelyezésének. Az ALICE kísérlet tervezésénél a kilencvenes években még nem számítottak rá, hogy a nagyenergiás részecskék azonosítása ilyen fontos lehet [17], a terv azonban tartalmaz a későbbi detektoroknak helyet.

A Nagyon Nagy Impulzusú Részecskeazonosító Detektor (VHMPID, Very High Momentum Particle Identification Detector) egyike az ALICE újonnan tervezett kiegészítő detektorainak. A projekt egy kontinenseken átívelő nemzetközi kollaboráció, amelyben a magyar csoport az élenjárók közé tartozik. Az utóbbi évek munkájának és eredményeinek köszönhetően a detektor céljait és kivitelezési terveit is tartalmazó dokumentum [HG11] [HG12] is összeállt, mely "Letter of Intent"-ként benyújtásra került az ALICE-hoz, ahol a vezetőség a beépítésről való döntést a többi új detektortervezettel együtt a következő leállásra időzítette.

4.1. A CERN LHC ALICE kísérlet bemutatása

A CERN-ben (Európai Nukleáris Kutatási Szervezet / Európai Részecskefizikai Laboratórium) [18] megépült Nagy Hadronütköztető (Large Hadron Collider, LHC) [19] több kísérletnek is otthont ad. A CMS (Compact Muon Solenoid) és az ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) kísérletek fő céljai a Higgs-részecske keresése, tulajdonságainak mérése és a standard modellen túli fizika kutatása; különös figyelmet fordítva a szuperszimmetria (SUSY) és az extra dimenziós elméletek felé. Ezen két kísérletnek sikerült kimutatni a Higgs-bozon létezését; az elméleti kidolgozásért P.Higgs és F.Englert 2013-ban kapott Nobel díjat, amelynek indoklásában expliciten meghivatkozták a CMS és ATLAS eredményeket. Az LHCb nevű kísérlet a standard modell paramétereinek precíziós vizsgálatával foglalkozik, amellyel a standard modellen túli elméletek felé vezethetik a fizikai világképünket. A nehézion-ütközésekre specializálódott ALICE (A Large Ion Collider Experiment, Egy Nagy Ionütköztető Kísérlet) a kvark-gluon plazma vizsgálatára lett tervezve. A négy nagy kísérlet mellett több kisebbben is végeznek kutatásokat, többnyire az előreszórási régióban.

Az ALICE kísérlet detektorrendszere

Az ALICE [20] egy speciálisan a nehézion-ütközések vizsgálatára tervezett kísérlet. A nehézion-ütközések során igen sok részecske keletkezik, különösen LHC energiákon (kb. kétezer rapiditásegységenként [21]), amelyek nagy része a kis impulzusú tartományba tartozik. A közepes energiatartomány vizsgálata a hadronizációs mechanizmusok megértéséhez vihet közelebb minket; míg a nagy impulzusú tartomány a jet-ek, közvetve a forró kvarkanyag tulajdonságait tükrözik.

Az ALICE detektorrendszeréről készült rajz a 11. ábrán látható.

Az ALICE kísérletben, a szokásos módon, a töltött részecskék lendületének mérése a pályák mágneses térben való görbületéből számolható. A néhai LEP L3 kísérlet mágnesét használják az ALICE-ban, amellyel 0.5 *Tesla* mágneses teret állítanak elő. A kísérlet centrális detektorai mind ezen óriási mágnesen belül helyezkednek el.

A ütközési pontot más LHC kísérletekhez hasonlóan kiváló helyfelbontású szilícium alapú félvezető detektorokkal vették körbe. Ezen belső nyomkövető rendszer (ITS - Inner Tracking System) elsősorban az ütközési pont megkeresésénél, valamint a gyorsan bomló részecskék rekonstrukciójánál kulcsfontosságú [22]. A nyomkövető szerepet is betöltő rendszer bár kevés pontból tud csak dolgozni, az első ütközésekből született részecskeprodukciók ALICE cikk alapinformációit adta [23]. Az ITS három hengeres rétegből áll: szilícium pont-, drift- és csík detektorokból (SPD - Silicon Pixel Detector,

SDD - Silicon Drift Detector, SSD - Silicon Strip Detector).

Az ALICE legfontosabb detektora a központi időkivetítő kamra (TPC - Time Projection Chamber) [24]. A töltött részecskék háromdimenziós nyomkövetésével a mágneses térben meghatározható a részecskék impulzusa. Az akár több száz pontot tartalmazó nyomokban a leadott ionizációs energia mérésével a Bethe-Bloch [25] formula segítségével a sebesség meghatározható, így a részecskeazonosítás is lehetővé válik (kisenergiás tartományon). A TPC-ben az energialeadás relativisztikus emelkedéséből statisztikusan, de a nagyon nagy impulzusú tartományban is lehet részecskeazonosítást végezni. Az ALICE TPC öt méter átmérőjű és ugyanilyen hosszú (hengeres elrendezésű), amellyel a jelenleg létező legnagyobb TPC típusú detektor a Földön. A rengeteg információt biztosító TPC egy relatíve lassú detektor, az elektronok transzportjához és a kamra kiolvasásához $88\mu s$ [24] szükséges (ez az oka annak, hogy a Higgs-részecskét üldöző kísérletek a nagy luminositás elérése miatt nem is használnak ilyen típusú detektort).



11. ábra. Az ALICE kísérlet detektorrendszerének rajza. Látszik rajta a hagymahéjszerű szerkezet, (belülről haladva) ITS, TPC, TOF, TRD detektorok, valamint a HMPID és PHOS is a mágnesen belül, s a MuonArm a közelebbi oldalon. A méretarányok érzékeltetése kedvéért két emberi alak is van az előtérben [20].

A részecskeazonosításhoz fontos információ a részecskék sebessége, amelyet a repülési időt mérő detektor (TOF - Time Of Flight) szolgáltat 50ps-os időfelbontással. Ezen MRPC (Multigap Resistive Plate Chamber) technológiájú kamrák segítségével nem csak nagyobb impulzusokig tudunk mérni, hanem az alacsonyabb értékeknél is pontosítja az eredményt a kombinált rekonstrukció. A közel 150 négyzetméter összfelületű detektorrendszer is hengeresen helyezkedik el a központi rész körül.

A sorban ezt követő átmeneti sugárzási detektor (TRD - Transition Radiation Detector) [26] elsődleges feladata az elektronok azonosítása. Az átmeneti sugárzás jelenségét használja ki, így az elektronok 1 GeV/c-től már sugároznak, míg a legkönnyebb hadronok (pionok) sugárzása 100 GeV/c alatt elhanyagolható. Az sugárzás kis valószínűségű (1/137) így a sok közeghatárra van szükség, amelyhez habtechnológiát alkalmaztak. A sugárzó közeget egy sokszálas kamra követi, amely a kibocsátott keV energianagyságrendű fotonon túl a részecskepályákhoz tartozó új pontok pozícióit is méri. A TRD képes L1 szintű triggeret generálni, például az elektronban dús mintákban várható charmoniumra, illetve nagy energiás jet-ekre (lokális rekonstrukcióval).

Az ALICE detektorrendszerének alapjait az 1990-es években kezdték megtervezni. A részecskefizikai kutatások azóta újabb érdekes irányzatokat is megvilágítottak, így az ALICE kísérletbe is több új detektor került. Ezek általában nem fedik a teljes hengeres tartományt, csak egy részét, és speciális részecskéket keresnek.

A Nagy Impulzusú Részecskeazonosító Detektor (HMPID - High Momentum Particle Identification Detector) [27] egy gyűrűformáló Cserenkov-detektor (RICH - Ring Imaging Cherenkov detector). Feladata a 3-5 GeV/c impulzusú hadronok egyenkénti azonosítása. A közel 15 m^2 aktív felületű detektor kamrái egy gömbhéjszerű felület mentén helyezkednek el az ütközési pont feletti részben. Sugárzó közegként perfluorhexánt (C_6F_{14}) használnak, míg a fotonok detektálását céziumjodiddal (CsI) borított sokszálas kamra végzi.

Az eredeti ALICE összeállításban nem szerepeltek kaloriméterek, ám később kiegészült a rendszer. A nagyenergiás fotonokat a Foton Spektrométer (PHOS - PHOton Spectrometer) detektálja. A direkt fotonok mérése valamint a semleges részecskéktől s bomlástermékeiktől való megkülönböztetése (π^0, η) kiváló energia és helyfelbontást igényel. Az ólomüveg kalorimétert követő sokszálas kamrával a töltött részecskéket kívánják kiszűrni. A PHOS a középrapiditás tartományban foglal helyet az ütközési pont alatt.

Az utólag bekerült kaloriméter egy elektromágneses (EMCAL - ElectroMagnetic CALorimeter), mely a nagy energiás elektronok, fotonok és jet-ek azonosításán dolgozik.

A Higgs-bozon keresésében igen népszerű müonkamrák az ALICE-nál kisorsultak a mágnesen belüli szűk térből, és csupán az egyik oldalon találhatunk egy müon spektrométert (MS - Muon Spectrometer). Kétmüonos bomlások keresésére (például Υ) és rekonstrukciójára szolgál.

A mágnestől és a központi detektoroktól távol, ám a nyalábcsőhöz közel helyezkednek el az ütközések megtörténtét és centralitását figyelő detektorok (FMD - Forward Multiplicity Detector, V0, T0). Ütközések esetén az előreszóródó részecskék segítségével jeleznek a központi trigger rendszernek.

Az események előválogatását speciális trigger rendszerrel végzik [28]. Ennek segítségével lehetőség nyílik a ritka ám érdekes események számának feldúsítására az elmentett mintában. Nehézion-ütközések esetén a másodpercenkénti ütközések száma 8000, ám ez 2 GB/s kiírási sebességgel is csak 20 elmentett esemény másodpercenként a nagy adatmennyiség miatt (ez körülbelül 100 MB/esemény tömörítve, amelynek legnagyobb részét a TPC adja). Az ALICE-ban több szintű trigger jeleket különböztetnek meg: L0,L1,L2; ezeket a központi trigger processzor (CTP - Central Trigger Processor) fogadja, dolgozza fel és továbbítja. A triggerek hozzávetőleges jelentése rendre: L0 - ütközés történt, L1 - érdekes ütközés, L2 - kiolvasásra érdemes ütközés. Ezen hardverközelit triggereken felül még van egy magasabb szintű is (HLT - High Level Trigger), amely a kiolvasott adatok előrekonstrukciója alapján ítélt.

A detektorok kommunikációja egy egységes rendszerben, a Detektor Adat Linken (DDL - Detector Data Link) keresztül történik [29]. Ez egy optikai összeköttetést ad a detektorok és az adatgyűjtő számítógépek között, sugárbiztos és bithiba-védett módon. A DDL rendszert az (korábbi) RMKI munkatársai fejlesztették ki az ALICE számára; mára már több helyen is használják (pl: CERN NA61 kísérlet [30]).

4.2. A VHMPID fizikai célkitűzései

A VHMPID fő célja az ALICE kiváló részecskeazonosítási képességét a nagy impulzusú régióra kiterjeszteni: pionok, kaonok és protonok eseményszintű megkülönböztetése az 5-30 GeV/c impulzustartományban [HG12]. Bár természetesnek tűnne egy kaloriméter elhelyezése a meglévő nyomkövető detektorok után, az L3 mágnesen belül nincs elég hely egy megfelelő hadron-kaloriméter kialakítására, így született meg a döntés egy RICH detektor tervezése mellett.

Az egyedi részecskeazonosítással a nagy impulzusú régióban több érdekes témát is lehet vizsgálni, a legjelentősebbek ezek közül [HG11]:

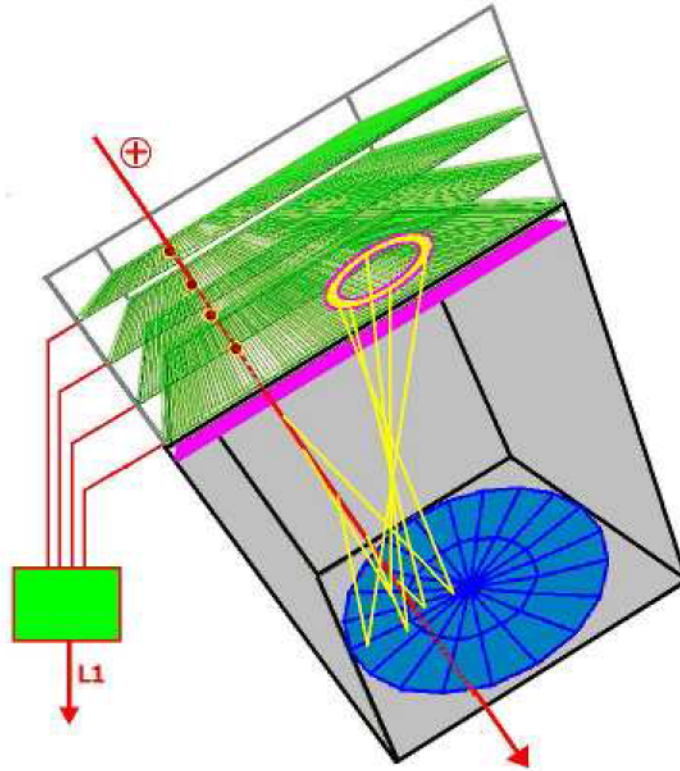
- Elméleti részecskekeltési mechanizmusok vizsgálata, a termikus, koaleszcenciás és perturbatív régiók szétválasztása.
- A RHIC-nél megfigyelt proton-pion anomália megértése LHC energiákon.
- Fragmentációs függvény vizsgálata erősen kölcsönható anyagban.
- Nagyenergiás azonosított részecskék korrelációja.
- Jet-ek energiavesztésének ízfüggése.
- Nagy impulzusú rezonanciák rekonstrukciója.
- D, B mezonok, valamint Λ_c , Λ_b barionok rekonstrukciója nagy impulzusnál.

A VHMPID detektor ALICE kísérleten belüli térbeli elhelyezkedésének köszönhetően kiváló lehet korrelációs mérésekre is. Nem csak a VHMPID-ben mért részecskékkel egymás között, de az átellenesen elhelyezkedő HMPID illetve a VHMPID mellett helyet foglaló PHOS detektorral közösen is:

- Jet-en belüli barion-antibarion, barion-mezon korrelációk.
- Di-, illetve multi-hadron fragmentációs függvények mérése.
- Away-side hadron-hadron korrelációk, jet elnyomás (HMPID).
- Near-side hadron-foton korrelációk (PHOS).
- Away-side hadron-jet, hadron-foton korrelációk (EMCal).
- Jet-ek energiavesztési mechanizmusának felületi/térfogati összetétele.

4.3. A VHMPID detektor felépítése

A VHMPID detektor egy gáztöltésű Cserenkov detektor, amely az 5-30 GeV/c impulzustartományban kívánja megkülönböztetni a pionokat, kaonokat és protonokat [HG11] [HG12] [HG10] [HG09] [HG13]. Ilyen nagy energiás részecskéhez igen kis törésmutatójú Cserenkov sugárzó közeget kell alkalmazni, amelyben így a relatív fotonszám is alacsony ($\sim (1 - n^{-2}) \sim (n - 1)$) [31]. Ezen oknál fogva a sugárzó közegnek hosszúnak kell lennie, jelen esetben ez 60-100 cm (az intervallumszerű megjelenés oka a modulok különböző mérete, valamint a dizájn és a lehetőségek időbeli változása).



12. ábra. A VHMPID detektor vázlatos rajza. A töltött részecske a radiátor gázon áthaladva Cserenkov fotonokat kelt, melyeket a tükrök a szemközti oldalon lévő fotondetektor felületére egy gyűrűvé képezik. Az elülső pár réteg az L1 szintű triggerelésre szolgáló gáztöltésű kamrákat jelöli.

Érthető tehát, hogy a folyadék illetve szilárd sugárzóknál megszokott [27] radiátort követő "üres" szakaszra nincs hely, így a hosszú út során keltett fotonok a radiátor végénél egy körlapra képződnek. Egy körlap sugarának mérése sokkal pontatlanabb, mint egy gyűrűé, így egy optikai trükkkel a

Cserenkov-fotonokat visszatükrözzük a radiátor másik végére, éppen úgy, hogy képiül ismét gyűrűt kapjunk. Ezt gömb- illetve parabolatükrökkel érhetjük el, ahol a fókusz távolság azonos a radiátor hosszával [HG11]. A radiátor tükörrel szemközti oldalán kell a pozícióérzékeny fotondetektort elhelyezni. Ezen összeállítás egy egyszerűsített rajzát láthatjuk a 12 ábrán.

Cserenkov-fotonok keltése és detektálása

Fotondetektálásra a klasszikusnak mondható fotoelektron-sokszorozó (PM/PMT, Photomultiplier Tube) nem használható jelen esetben. Egyrészt a több tíz négyzetméternyi felület lefedése irreálisan drága lenne, valamint az ALICE erős mágneses terében ezen eszközök nem működnének megfelelően. Bár felmerülhet a mágneses térben is üzemelő modern APD-k (lavina-fotodióda, Avalanche PhotoDiode) használatának lehetősége, a nagy terület lefedése még mindig probléma lenne.

A VHMPID-nél gáztöltésű fotondetektort fogunk használni: az alapelképzelés szerint a HMPID-hez hasonlóan egy CsI (cézium-jodid) borítású sokszálas proporcionális kamrát [27]. A detektálás alapelve igen egyszerű: a foton a CsI-ből kiüt egy elektront, s ezt az elektront már gáztöltésű kamrával detektálhatjuk. A CsI kvantumhatásfoka relatíve magas a kívánt UV hullámhossz tartományban (160-200 nm), ezért szokták ezt az anyagot használni az ilyen típusú detektorokhoz [32]. Sajnos a CsI felület igen érzékeny a környezet víz és oxigén tartalmára, így a munkálatokat megnehezíti, hogy nem érintkezhet levegővel; az ilyen detektorokat, detekorelemeket folyamatosan lassú áramlású tiszta gáz alatt szokták tartani.

A egyetlen elektron detektálásánál több problémába is beleütközünk, amelyeket a 4.5. és a 8. fejezetben részletesebben kifejtek. Bár a CsI borítású sokszálas kamra egy kiváló és működőképes detektor, a VHMPID Kollaboráció nyitott az új alternatív megoldások felé. A Kollaborációban folyó kutatási-fejlesztési munkák során más lehetőségeket is kipróbálhattunk. (lásd: 8. fejezet, valamint [33]).

A VHMPID számára érdekes impulzustartomány vizsgálatához gázzradiátor szükséges, ám a gázok között ez relatív nagy törésmutatót igényel, valamint a sugárzó közegnek természetesen átlátszónak kell lennie a detektálási hullámhosszon. A Kollaborációban két radiátorjelölt van: C_4F_{10} és a cC_4F_8O . A fotonok gázban megtett igen hosszú útja miatt a radiátorgáz tisztasága (víz és oxigén tartalom) igen kritikus az alacsony hullámhosszú áteresztőképesség miatt, így azt a néhány ppm szintjén kell tartani [HG12].

A radiátorból a fotondetektorba át kell jutniuk a fotonoknak, ezért a kettő között speciális ablakot kell használni. A kvarcüveg és a kalcium-fluorid

(CaF_2) a két alapvető lehetőség, ahol a döntést a visszaverődés, elnyelés és ár együttes optimuma adja majd. (A magas nyomású radiátor esetén még a nagy teherbírású zafír ablak használata is felmerült.)

A VHMPID egy megvalósítási tervében szerepel az impulzustartomány alacsonyabb impulzusok felé való eltolása, amelyhez nagyobb törésmutatóra van szükség. Ezt a nyomás emelésével lehet például elérni, amikor a fotonszám is megemelkedik, ám jelentős technikai nehézségeket jelent. Egy 3 bar nyomás alatt lévő radiátorból akár rövidebb is elég lenne, amely teret tud adni így egy rövid kaloriméterrel kombinált megoldásra [HG12].

4.4. Eseményválogatás és részecske-nyomkövetés problémája

A VHMPID detektor csak a nagy impulzusú részecskéket tartalmazó eseményekben érdekelt, amelyek természetüknél fogva ritkán keletkeznek; valamint a tervezett VHMPID nem fedi le a teljes térszöget, csupán az ALICE TPC 12%-át, így tovább csökken a valószínűsége annak, hogy egy nagy p_T -s részecske a VHMPID irányába halad.

Az értékes események elmentett mintázban való feldúsítására használt trigger rendszert az ALICE-ban kívánatos egy, a VHMPID igényeire specializált berendezéssel kiegészíteni. Ezen új trigger rendszertől minimális elvárás, hogy ólom-ólom ütközésekben a VHMPID irányába haladó nagy impulzusú részecskék esetén jelezen legalább ALICE L1 trigger [28] szinten.

Az ALICE-ban tervezett triggerelési és adatrögzítési struktúrát nagy vonalakban már bemutattam az 4.1. fejezetben, míg részletesebben a kapcsolódó TDR-ben [28] olvasható. Ebből jelen esetben a nehézion ütközési gyakoriság (8000Hz) valamint az adatrögzítési frekvencia ($\approx 20\text{Hz}$ centrális ütközésekben) a legfontosabb. Látható, hogy a legérdekesebb centrális ütközéseknél (a 10%-os centralitás esetén, melyre tudunk triggerelni) egy $\times 40$ -es faktort nyerhetünk a ritka események kiválogatásában egy megfelelő trigger rendszerrel.

Proton-proton ütközésekben a nagyobb luminozítás és viszonylag kevés (10-100) keletkező részecske miatt praktikus lenne egy elsődleges triggerelés "ALICE L0" trigger szinten, amelyben előszűrnénk azon eseményekre, melyekben a VHMPID irányába mentek egyáltalán részecskék.

A VHMPID triggerrendszerének több jelöltje is megjelent a tervezés éveit során, jelesül az alábbiak:

Pályadarabokat lehet keresni a TRD detektorral, amely képes ezekből L1 szintű triggerrel előállítani [26]. Ám a TRD alapvető kimeneti triggerai nem a nagy impulzusú pályák keresésére vannak optimalizálva és mindeddig a detektor nem vállalta fel ezt a feladatot, nem térképezték fel egy ilyen trigger megvalósíthatóságát és paramétereit [34]. További probléma lehet, hogy az ALICE TRD detektoroknak csak egy része készült el (az első futási évre) és lett beszerelve az ALICE kísérletbe; a VHMPID elé kerülők még nem.

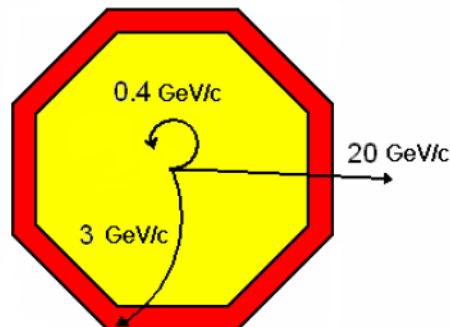
A jet-ek geometriájának (átellenes kirepülés, back-to-back) köszönhetően felmerült az ötlet [35], hogy lehet-e triggerelni a VHMPID-del közel átellenesen elhelyezkedő elektromágneses kaloriméterre (EMCal, lásd 4.1. fejezet). A kaloriméter gyors jelei kiválóak triggernek, valamint jet-eket és nagy energiás fotonokat is jól lehetne mérni vele. LHC energiákon azonban a belső momentumok (intrinsic k_T) már jelentősen eltéríthetik a jet-ek irányát,

ami problémát jelent. Másrésről az átellenes elrendezés nem pontosan azt a triggerrel valószínűsítaná meg, amelyre a VHMPID-nek (mind fizikai, mind technikai oldalról) szüksége van. A kérdés szimulációs úton történő vizsgálata meghozta a kvantitatív eredményeket, amiből kiderült, hogy egy ilyen típusú trigger nem elégséges a VHMPID számára.

Az optimális megoldás az lenne, ha a VHMPID detektornak lenne egy speciálisan erre a célra épülő trigger detektora; ekkor annak minden paramétere hozzáilleszthető lenne a VHMPID céljaihoz. Így született meg a "Nagy Impulzusú Trigger Detektor" (HPTD, High P_T Trigger Detector) ideája. Az ALICE-Budapest csoport vállalta a HPTD detektor tervezését, kifejlesztését, szimulációit, tesztjeit és igény esetén megépítését is.

HPTD detektor felépítése

A HPTD detektor a VHMPID dedikált trigger- és kiegészítő detektora. Az elsődlegesen L1-triggerelés céljából tervezett detektor idővel két új feladatot is elvállalt/átvállalt. Nevezetesen a proton-proton ütközésekben az L0 szintű triggerelést, valamint a "MIP detektálást". Ez utóbbi az áthaladó részecske pontos helyének meghatározását jelenti, mely a pályák és a gyűrűk pontos rekonstrukciója szempontjából nélkülözhetetlen. (A szokványos "MIP detektor" elnevezés a "Minimum Ionizing Particle" (Minimálisan ionizáló részecske, a Bethe-Bloch görbe globális minimuma) névre utal, azt mutatja, hogy a detektor még ezeket a részecskéket is képes észlelni.)



13. ábra. Sematikus rajz a görbülő részecskepályákról az ALICE-ban.

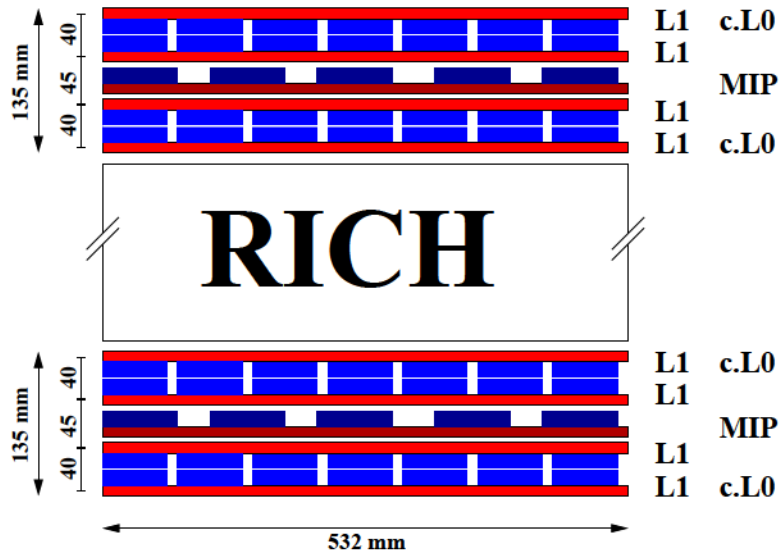
Az L1 és L0 alrendszerek a nagy transzverzális impulzusú részecskéket hivatottak kiszűrni, melyhez az ALICE mágneses terét használják. Az ALICE mágneses terében a részecskék transzverzális impulzusuktól függően görbült pályán haladnak (amit a 13. ábra sematikus rajza szemléltet), így a VHMPID detektort elérő részecskék pályadarabjának beesési szöge és a részecske impulzusa egyértelműen meghatározzák egymást.

A HPTD detektorrendszert 5+5 rétegnyi jó helyfelbontású gáztöltésű detektor alkotja. Az eseményenkénti nagy részecskeszám-sűrűség miatt a nyomvonalak szétválasztásához több réteget kell használni, a nagy impulzusok esetén fellépő kis eltéréseket pedig távol levő rétegek képesek hatékonyan mérni.

A VHMPID előtt és mögött 4+4 rétegnyi pozícióérzékeny detektorréteg szolgál majd az L1-es célokra.

Ezek közül 1+1 rétegben nagyméretű, ún. szuperparketták beépített hardveres logikával adják a gyors L0 szintű trigger proton-proton ütközésekben. (Természetesen proton-proton ütközésekben is lesz L1 szintű trigger is, a két rendszer logikailag független egymástól).

A MIP detektáláshoz 1+1 plusz réteggel kellett kiegészíteni a fenti rendszert, hogy (az L0,L1 esetén kevésbé lényeges) nyalábirányban is megfelelő helyfelbontást kapjunk. (Ugyan lehetne a 4+4 réteg közül egy párat ellátni két dimenzióban is pontos felbontású parkettastruktúrával, ám ez a módszer lényegesen költségesebb a fentinel.)



14. ábra. A HPTD detektor rétegeinek elhelyezkedése. 4+4 réteg szolgál az L1 szintű trigger célokhoz Pb-Pb ütközésekben. "c.L0" jelöli az p-p ütközésekben a lehetséges L0 bővítményű rétegeket, melyekből a legjobb kombinációt szimulációval kell kiválasztani. Valamint további 1+1 réteg lesz felelős a MIP detektálás nyalábirányú kiegészítéséért. A piros rész a detektorokat, a kék az elektronikákat jelöli.

Nagy impulzusú L1 szintű trigger

Az ALICE mágneses terében a töltött részecskék spirális pályán haladnak, transzverzális impulzusuk inverze arányos a pálya nyalábirányú vetületének görbületével. A VHMPID távol helyezkedik el az ütközési ponttól (4-5 m), így az elsődleges részecskék a mágneses tér miatt nem merőlegesen érkeznek. A pályadarab beesési szöge a részecske transzverzális impulzusából számolható (az általános képletet érdemes a szokványos mértékegységekbe váltani) :

$$p = Q \cdot R \cdot B \quad (9)$$

$$p[GeV/c] = 0.3 \cdot R[m] \cdot B[T] \quad (10)$$

Az R sugarú íven haladó részecske a d távolságra lévő síkot

$$\alpha = \arcsin(d/2R) \quad (11)$$

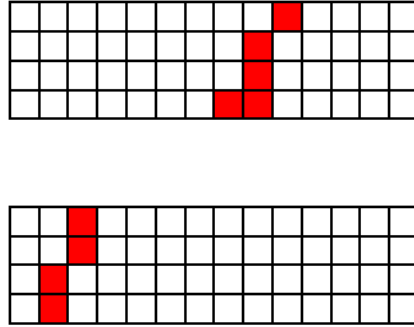
beesési szögben éri.

A nagy impulzusú részecskék kiválogatásához tehát elég a kis beesési szögű pályadarabokat megkeresnünk. A pályadarabok megtalálásához a HPTD-ben több rétegnyi gáztöltésű detektort használunk. A görbülés irányában (ϕ irány) fontos a jó helyfelbontás, hogy minél pontosabban meg tudjuk határozni a beesési szöget. A nyaláb irányában (η irány) való felbontás csupán a pályavonalak szétválasztása miatt fontos; úgy választandó meg, hogy kicsi legyen a detektor betöltöttsége, így η irányban a pár centiméteres felbontás is elegendő.

A nehézion-ütközésekben keletkező több ezernyi részecske miatt azonban a pályadarabok rekonstrukciójánál sajnos jelentős háttérrel kell megküzdenünk. A valódi nagy impulzusú részecskéket észrevenni könnyű (ha jó hatásfokú a detektorunk), ám gyakori, hogy más jeleket is nagy impulzusú részecskéként azonosítunk. A legjelentősebb forrás a kombinatorikus háttér, amelynél több részecske által hagyott nyomokban véletlenül megjelenik a kis szögű beesésnek megfelelő mintázat is [HG08]. A másik fontos forrás a bomlásoktól és a másodlagos részecskéktől ered, amikor a detektor előtt keltett új részecskék valóban kis beesési szögűek, ám csak másodlagos részecskék.

A fenti háttérrel jelentősen csökkenteni lehet, ha a VHMPID előtt és mögött is elhelyezünk trigger rétegeket. Ezzel nem csupán a rétegek számának növekedéséből adódóan szűrjük a kombinatorikus háttérrel, hanem a nagy távolság miatt a kis energiás másodlagos részecskék elvetését is elősegíti.

Az így létrejött bonyolultabb geometriában érdemes bevezetni a "mintázat" (pattern) fogalmát: a detektorban megjelenő bináris jelek



15. ábra. Példa egyrészecskés mintázatra (pattern) a 4+4 rétegni L1 kamrákban.

tömbje, válasz valamely eseményre. Legegyszerűbb formája az egyetlen részecskére adott mintázat (mint például a 15. ábrán).

Ilyen módon a nagy impulzusú részecskék keresése mintázatok keresésére egyszerűsödik. A HPTD detektor adatgyűjtését, s a mintázatok keresését FPGA végzi. Az ALICE-Budapest csoportban először Lipusz Csaba fizikus foglalkozott ezzel a témával, aki demonstrálta, hogy a mintázatkeresés bonyolultsága nem haladja meg a piacon lévő FPGA családok kapacitását. Később Melegh Hunor és Monostori Balázs villamosmérnök-hallgatók dolgoztak közreműködéssel a HPTD-FPGA kommunikációjának kidolgozásán és annak implementációján [36] [37]. A geometriai optimalizációhoz szükséges szimulációs munkák nagy részét Boldizsár László és Futó Endre végezte [HG08] és [HG07].

A csoportban a parkettaméreték radiális növelése mellett döntöttünk, mivel így a síklapokból álló rétegek látszólagos gömbi szimmetriát kapva a mintázatkeresés jelentősen egyszerűsödik (lásd 5.12. fejezet). Ez a megoldás hardveresen egyszerű skálázással megoldható.

A mintázatok modelljét, keresésének módját és paramétereinek meghatározhatóságát részletesen a 5.12. fejezetben mutatom be.

Gyors eseményválogató L0 trigger

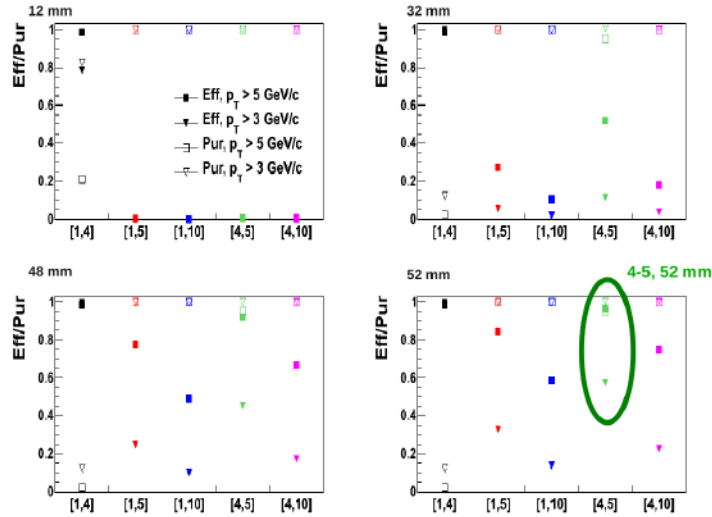
Az ALICE kísérletben proton-proton ütközések esetén az ütközési gyakoriság (100 kHz) messze felülmúlja a nehézionoknál használtat (8 kHz). Egy p-p ütközésben lényegesen kevesebb adat keletkezik (≈ 3 MB), így az adatrögzítés is több eseményt enged kiírni (~ 1 kHz).

Egy fenti L1 szintű trigger a már L0-ként elfogadott triggerek közül tud válogatni, az alapján, hogy melyikben volt nagy impulzusú részecske a VHMPID irányában. Proton-proton ütközések esetén azonban az L0 is egy igen erős szűrést jelent az eseményeken; így a VHMPID szempontjából

kívánatos lenne, ha azon események kapnának prioritást, amelyekben nagyobb az esély arra, hogy legyen a VHMPID irányában nagy impulzusú részecske.

Az L0 igen gyors (600 ns) döntést igényel [28], ezért nem lenne lehetőség illetve idő az L1-nél bemutatott módszerrel precíz módon mintázatokat keresni. Azonban p-p ütközésekben a keletkező részecskék száma is alacsony, így már az is fontos információval bír, hogy volt-e egyáltalán a VHMPID irányában kirepülő részecske. Amennyiben ezen kritériumot egy relatíve alacsony impulzusvágással ki lehet egészíteni az tovább erősíti ezt a triggerelési lehetőséget.

Nagy méretű szuperparkettákat feltételezve egyszerű hardveres logikával kivitelezhető egy, bár alacsony impulzusvágású, de gyors trigger. Két egymás alatt elhelyezkedő kamrán kialakítva a szuperparkettákat (tipikusan 20-60 mm széles ϕ irányban) vizsgálhatjuk a közel egymás alatti parketták koincidenááját.



16. ábra. Négy különböző szuperparketta-méret esetén láthatjuk a szimuláció által adott hatásfokot és triggertisztaságot különböző rétegpárok esetén Sona Pochybova munkája alapján [38].

A rétegek távolsága és a szuperparketta mérete határozza meg az impulzusvágást. Az L1 esetén bemutatott módszeremhez hasonlóan itt is egyrészecske-mintázatokkal lehetséges megnézni a hatásfok és tisztaság alsó becslését (amely itt igen közel esik a valódihoz, mivel kevés részecske keletkezik egy ütközésben). Szimuláció segítségével optimalizálható a két kiválasztott réteg helye és a szuperparketták mérete, ennek első tanulmányait Sona Pochybova végezte [38].

Bár az így kapott triggerben a nagy impulzusú részecskék kevesen lesznek, jelentősen megnöveli az esélyt, hogy az L1 trigger találjon megfelelő részecskét az L0 által kiválasztott események között.

A szuperparkettákat a HPTD-ben szálcsoportok kialakításával érzük el.

Részecske-nyomkövetés megvalósítása

A HPTD harmadik feladata az áthaladó töltött részecskék pályájának mérése a VHMPID előtt és mögött. Elsősorban a VHMPID számára szolgál fontos információval, mivel az alacsonyabb impulzustartományban (5-15 GeV/c) a protonokat az alapján azonosítjuk, hogy nem keltettek Cserenkov-gyűrűt, amihez igazolni kell, hogy a részecske valóban áthaladt a detektoron. Ezen felül, az ütközéstől távoli pontok segíti az ALICE-on belüli globális pályameghatározás pontosítását. Harmadrészt, a radiátoron belüli pontos pálya meghatározásával ismert lesz a gyűrű várt alakjának torzulása, így csökkenti a részecskeazonosítás bizonytalanságát. (Bár a tükör közel azonos helyre fókuszálja a különböző helyen beérkező részecskék által keltett gyűrűket, a beérkezési szög kis mértékben eltolja a keletkező képet.)

A HMPID-ben a detektor teljes aktív felületén volt MIP és foton detektálás ugyanazon kamrákkal, analóg kiolvasású elektronikával ellátott $8.4 \times 8.0 \text{ mm}^2$ méretű parkettákon [27]. Erre szükség is volt, hiszen a gyűrűk - a VHMPID-del ellentétben - a detektoron bárhol megjelenhettek.

A VHMPID esetén a TPC-ből extrapolált pálya megerősítéséhez a körülbelül 1 cm-es felbontás is elégséges, míg a rekonstrukcióhoz 2-5 mm felbontás kell. Mivel az L1 kamrák ϕ irányú felbontása bőven felülmúlja a kívánt értéket, így elegendő 1+1 kamrával a másik irányban is megkeresni a részecskék helyét. Természetesen lehetséges lenne egy, a HMPID-hez hasonló, két dimenzióban kicsiny parkettákkal lefedett detektor beépítése, ám így az elektronikai csatornák számával a költségek is drasztikusan megnőnének.

Az L1 kamrák kiváló ϕ helyinformációit 1+1 darab 90 fokkal elforgatott kamrával (MIP kamrák) kiegészítve pontos helyinformációt nyerhetünk η irányban is. Az eddigi ALICE adatok alapján a VHMPID helyén négyzetméterenként 4-5 részecske érkezik centrális Pb-Pb ütközésenként [21], így egy MIP-szektorra ($50 \times 50 \text{ mm}^2$ - $100 \times 100 \text{ mm}^2$) átlagosan maximum 0.05, tehát a lokálisan projektív geometriából adódó többszörös beütések okozta bizonytalanság elhanyagolható.

4.5. Gáztöltésű detektorok bemutatása

Az előző fejezetekben ismertetett VHMPID és HPTD érzékelő egységei gáztöltésű detektorok. A HPTD detektor rétegeinek kis anyagmennyiségű, pár mm felbontású, kis klaszterméretű, olcsón kivitelezhető töltött részecske-detektoroknak kell lenniük. A VHMPID esetén nagy felületen kell költséghatékonyan megoldani az egyedi fotonok (pontosabban fotoelektronok) észlelését.

A gáztöltésű detektorok elsősorban ionizáló sugárzás mérésére szolgálnak, legfontosabb a töltött részecskék pályájának mérése. Az ionizáció hatására a töltőgáz atomjaiból/molekuláiból nagyságrendileg centiméterenként száz elektron-ion pár keletkezik. A gáztéren áthaladó töltött részecskék ionizációval leadott átlagos energiáját a Bethe-Bloch formula írja le [25], amelynek egyszerű alakja :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi N z^2 e^4}{mc^2} \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \frac{2mc^2 \beta^2 E_M}{I^2(1 - \beta^2)} - 2\beta \right) \quad (12)$$

ahol Z és A az anyag rend- és tömegszáma, m és e az elektron tömege és töltése, z és βc az ionizáló részecske töltése illetve sebessége, E_M a kinematikailag megengedett maximálisan átadható energia. Az eloszlás a kezdeti $\frac{1}{v^2}$ -es esés után egy minimumon át lassan emelkedik ("relativistic rise") egy platóig (amelyet a közeg határoz meg). A fenti görbe legmélyebb pontját minimálisan ionizáló részecskének (MIP, Minimum Ionizing Particle) nevezik; általában ehhez viszonyítják a mennyiségeket a detektortechnikában.

Az energialeadás valójában elemi ütközések sorozatából áll, MIP-nél gázok esetén ez nagyságrendileg 10-30 ütközés centiméterenként (légköri nyomáson). Az így leszakított nagyobb energiás primer elektronok további ionizációjával újabb párokat kapunk, amellyel összesen körülbelül 40-100 darab elektron-ion pár keletkezik centiméterenként. Pontos számuk a használt gáztól függ és keverékek esetén a megfelelő súlyozott átlaggal számolható [25].

Fix áthaladó részecske esetén (továbbiakban tekintsünk alap esetben mindig egy MIP-et) a leadott energia eloszlását a foton abszorpciós ionizációs modell (PAI, photon absorption ionization) [39] jól visszaadja; valamint a Landau eloszlás is jól közelíti.

A fentiekből is látszik, hogy a gáztöltésű detektorokban a keletkező töltéshordozók száma túl kevés az észleléshez, hiszen a jelenlegi legjobb erősítő áramkörök zajának nagyságrendjébe esik. A keletkezett elektronok gáztérbeli sokszorozásához nagy térerősséget állítanak elő a detektorban. Az egyes elektronok a nagy térerősség hatására újra ionizálva a gázt újabb

elektronokat kelthetnek, így indítva meg egy elektronlavinát. Az ionizációs szabad úthossz inverzét első Townsend együttthatónak hívják, amely megmutatja, hogy (adott redukált térerősség mellett) centiméterenként hány új elektron-ion pár keletkezik a gázban.

A folyamat egy kritikus térerősségérték fölött jelentkezik, amikor az elektron gázbeli átlagos szabad úthossza alatt felvett energia eléri a gáz ionizációs potenciálját. Ekkor az eredeti ionizáció által keltett elektronok szinte függetlenül keltenek lavinákat, amelyek mérete az alkalmazott feszültséggel nő, amíg a teljes jel a kezdeti leadott energiával arányos lesz. Ez a proporcionális üzemmód, amely előszeretettel használt a modern kísérleti részecskefizikában. Egy bizonyos feszültség felett a jel elveszti arányos mivoltát, a limitált proporcionális, illetve limitált Geiger módban a keletkező nagy jelek így már nem alkalmasak energialeadás mérésére. Tovább növelve a feszültséget a Geiger platón keresztül a folytonos kisülési tartományba jutunk.

A töltőgáz általában nemesgáz alapú, mivel ekkor az áthaladó részecske által leadott energia nem tud a molekuláknál megjelenő forgási és rezgési módusokba konvertálódni, így az elektrongerjesztés lesz a domináns folyamat. A lavinák fejlődésekor azonban a keletkező gerjesztések visszaállása miatt erős fotonkibocsátást figyelhetünk meg. Ezen UV fotonok a detektor anyagát alkotó elektromos konfigurációhoz nélkülözhetetlen fémfelületekből (vagy a gázmolekulákból) új elektronokat szabadíthatnak fel, amelyek újabb lavinát indítva pozitívan visszacsatolt kisüléseket eredményezhetnek [25]. Ez az oka, hogy a nemesgázon túl kioltó gázokat (quencher gas) szoktak keverni az alapgázhoz, általában többatomos (gyakran szerves) molekulát, amely a nemesgáz gerjesztési vonalainál nagy hatáskeresztmetszettel bírnak. Ezen kioltó gázok és gázkeverékek kiválasztása a konkrét megoldandó feladattól, optimalizációtól függ (diffúzió, sodródási sebesség, geometria, lavina mérete,...). A szerves kioltó adalékok (illetve szennyeződések) sajnálatos mellékhatásként a lavinákban létrejövő nagy energiasűrűség miatt polimerizálódhatnak és kiülhetnek az ionokat gyűjtő elektródákra, ezzel öregítve a kamrát.

Sokszálas proporcionális kamrák

A gáztöltésű kamrák egyik méltán legismertebb típusa a sokszálas proporcionális kamra (MWPC, Multi-wire Proportional Chamber) [40] amelyért George Charpak-ot 1992-ben Nobel díjjal tüntették ki [41]. A klasszikus sokszálas kamrában két párhuzamos vezető lemez közötti középső síkban egymással is párhuzamos vékony vezető szálak helyezkednek el (a katódlapok, illetve a szálak távolsága a néhány milliméter/centiméter nagyságrendjébe esik). A szálakra pozitív potenciált kapcsolva a gáztéren

áthaladó részecske által keltett elektronok a szálaktól messze kialakuló homogén térben a szálak felé sodródnak. A vékony szálak közelében kialakuló nagy térerősség hatására pedig megtörténik a sokszorozás.

A szálak körül kialakuló teret mutatja a 17. ábra [42]. A kamra katódlapokhoz közelebbi részében a tér homogénnek tekinthető. A hengeres elrendezésű proporcionális csőhöz hasonlóan a térerősség gyorsan nő a szál közelében:

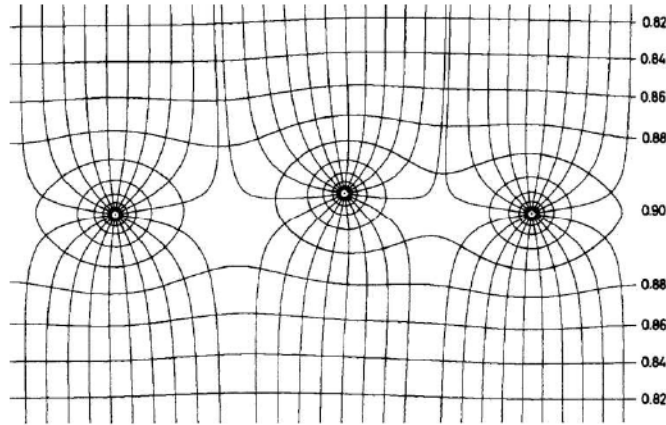
$$E(r) = \frac{CV}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} \quad (13)$$

ahol V az alkalmazott feszültség és C a detektor hosszegységenkénti kapacitása, amely egy klasszikus sokszálas kamra esetén [25] :

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\frac{\pi l}{s} - \ln \frac{2\pi a}{s}} \quad (14)$$

ahol l a szálsík és a katód távolsága, s a szálak távolsága és a a szálak sugara. A sokszálas kamrákban használatos gázerősítés (egy lavina átlagos mérete, G) $10^3 - 10^6$ között szokott lenni, amelyet a konkrét feladattól és a használt elektronikától függően érdemes beállítani.

Az elektródákon keletkező jel az elektromos térben mozgó töltésekből adódik. Mivel az elektronok nagy többsége a szálhoz nagyon közel keletkezik, (szabad úthosszanként feleannyi) így a jel nagy részét az ionok szolgáltatják (együttesen eG/lC lenne lavinánként).



17. ábra. Sokszálas kamrában kialakuló térerősség és ekvipotenciális vonalak a kamra közepén. A számok a relatív potenciált mutatják. Látható, hogy egy szál elmozdulásával hogyan változik a térkonfiguráció [42].

Kétdimenziós helymeghatározáshoz általában az egyik katódot parkettákra osztják, amelyeken a megjelenő kapacitíven csatolt jel szolgáltatja a kétdimenziós információt. A lavina egy egész parkettacsoportot megszólaltathat maga alatt, amelyeken a jel mérésével a töltésszámlálás alapján a parketta méreténél jelentősen jobb helyfelbontás érhető el [43].

A sokszálas kamráknál a dE/dx pontos méréséhez fontos, hogy az erősítés a kamra felületén mindenütt azonos (vagy mérhető és kalibrálható) legyen. Mint a (14) képlet is mutatja, a mechanikai paraméterek pontossága igen fontos, így a sokszálas kamrák gyakran nagy feszítőkeretekkel [44] érik el a szükséges 10 μm nagyságrendű mechanikai precizitást.

Időprojekciós és sodródási kamrák

A sokszálas kamrákban a jel időinformációjából az eredeti elektron keletkezési helyének száltól való távolságára lehet következtetni, ezzel is növelve a helyfelbontást. Az ilyen sodródási kamrák (Drift Chamber) általában bonyolult szál- és egyéb vezető struktúrákkal próbálják az elektromos teret közel egyenletessé tenni a érzékeny szálak között [43] [45].

A sokszálas kamrák kínálta kétdimenziós részecske-detektálás kiterjeszthető háromdimenzióssá. Az időprojekciós kamrákban (TPC, Time Projection Chamber) [46] a nagy gáztéren áthaladó részecske a pályája mentén ionizálja a gázt, s a keletkező elektronokat homogén elektromos térrel egy sokszálas kamrához vezetve detektáljuk azokat. Az időinformációt is kiolvastva (a sodródási sebesség ismeretében) megmondható, hogy milyen távorról érkezett az adott lavinához tartozó elektronfelhő.

A TPC kiváló a nagy pályasűrűségű és mérsékelt gyakori mérésekhez, így igen kedvelt nehézion-fizikai kísérletekben, mint például az LHC ALICE [24] vagy az SPS NA61/SHINE [47] esetében.

Mikrostruktúrák gáztöltésű detektorok

A hatvanas évek óta igen elterjedten használt és fejlesztett sokszálas technológia mellett az utóbbi években megjelentek a ún. mikrostruktúrák gázetektorok is (MPGD, MicroPattern Gaseous Detector). Bizonyos paraméterekben felveszik a versenyt a klasszikus technológiákkal, kutatásuk és fejlesztésük jelenleg is igen aktív.

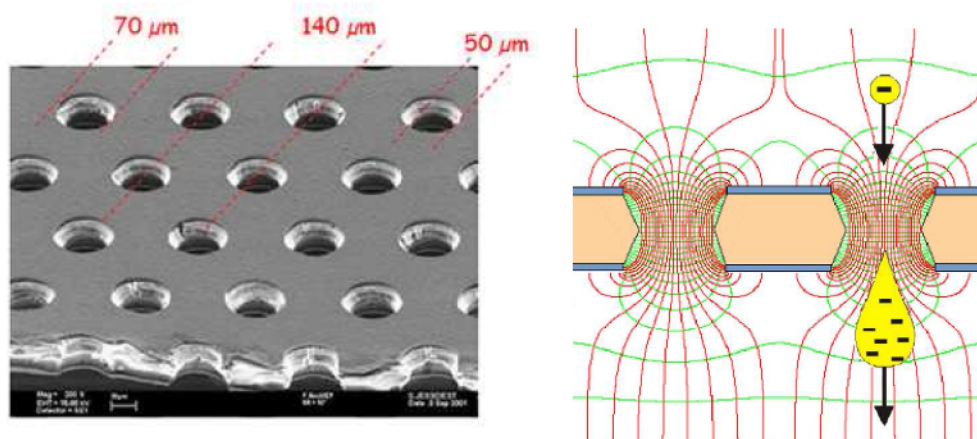
A közelmúltban egy új kollaboráció alakult, RD51 [48], amely a mikrostruktúrák gáztöltésű detektorokkal foglalkozó csoportok információcseréjét és közös felhasználású fejlesztéseit tűzte ki célul [49]. A kollaboráció mára közel 25 ország 80 intézetéből áll, itthonról kutatócsoportunk révén a Wigner F.K. (akkor még MTA KFKI RMKI) is az alapító tagok közé tartozik. A félvévenkénti kollaborációs megbeszélések

tapasztalatcseréin túl a közös szimulációs szoftverrendszer fejlesztése, a közös tesztnyaláb-hely és -felszerelés, valamint az ipari kapcsolatok feltérképezése is segíti a csoportok munkáját.

A mikrostruktúrák gázdetektorok egyik legnépszerűbb fajtája a GEM (Gas Electron Multiplier, gáz elektron sokszorozó) [50], amely egy kis lyukakkal sűrűn teletűzdelt réz borítású kapton fólia. Egy GEM mikroszkópos fotóját láthatjuk a 18. ábra bal oldalán. A fólia két oldalára nagy feszültséget kapcsolva a térerősség-vonalak a lyukakba koncentrálnak [51], ahol a nagy térerősség hatására elektronlavina alakulhat ki. A GEM feletti közel homogén térből az erővonalak a lyukakba (sőt, azok közepébe) húzódnak, ezzel a fókuszáló rendszerrel gyűjtődnek az elsődleges elektronok a sokszorozó tartományba. A 18. ábra jobb oldalán a kialakuló térerősség és ekvipotenciális vonalak láthatóak egy lavina sematikus rajzával.

A GEM esetén az elérhető maximális erősítés a $10^2 - 10^3$ nagyságrendjébe esik, ám több GEM fóliát kaszkádba rendezve már nagyobb jelek is elérhetőek [52]. A manapság általánosan használt mód a tripla GEM-es elrendezés, amelyet például a CMS fejlesztéseiben is használni fognak [53].

A GEM egyik előnye, hogy a sokszorozási és a detektálási lépés szétcsatlózik, mivel a lavinához szükséges térerősség első sorban a lokális geometriától függ, ellentétben a klasszikus sokszálas kamrákkal.



18. ábra. (bal) [54] Mikroszkóp felvétel egy GEM-ről. Az $50 \mu\text{m}$ vastag kapton fóliában a maratott lyukak szabályos hatszögrácson helyezkednek el. A lyukak a maratási folyamat következtében homokóra alakúak. (jobb) [53] Elektromos térerősség vonalak egy GEM körül. Jól látszik a mikrostruktúrák detektorokra jellemző fókuszáló geometria és a GEM lyukaiban a sokszorozáshoz nélkülözhetetlen nagy térerősség.

Már korábban is jósolták, hogy egy hasonló, de vastagabb rendszer várhatóan robusztusabb lesz [52]. A vastag GEM (TGEM / ThGEM, Thich GEM) [55] [56] a GEM körülbelül 1:10-hez nagyított változata, ahol a vékony fólia helyett pár tized milliméter (akár milliméter) vastag nyomtatott áramköri lemezt használnak hordozónak, amelyen a lukakat mechanikai fúrással alakítják ki. Így a technológia alapjai egy standard NYÁK-gyártó cégnél megtalálható rendszerrel elkészíthető. A TGEM másik nagy előnye a szikraálló képesség, mivel az esetleges kisülések nem teszik azonnal tönkre a hordozóanyagot (a GEM egy nagyobb energiás szikra hatására megolvadhat, ami után a továbbiakban már nem használható). A TGEM kevésbé igényel tiszta környezetet, mivel a kis kosz/szöszdarabok nagyobb kockázat nélkül a le tudnak "égni" róla.

A mikrostruktúrák család egy érdekes tagja, a "Mikromega" (MM, Micromegas) [57] detektor legfontosabb része egy sűrű szövésű fémháló, amelyet a parkettastruktúra felett 25-100 μm magasan feszítenek ki. A lavinához szükséges térerősséget a hálóra kapcsolt nagyfeszültséggel érik el. A kritikus részt, a fémháló adott magasságban való feszesen tartását, már gyártáskor kialakíthatják [58]. A technológia érdekessége, hogy igen vékony, kis anyagmennyiségű és kiválóan gépesíthető. Bár jelenleg még a szikrázási tulajdonságai miatt alacsony erősítésekkel dolgoznak, igen kecsegtető a flexibilis kivitel, amelynél a rácsot NYÁK helyett egy kapton fólia fölé erősítik [59].

Az esetlegesen keletkező szikrákkal szemben jó védelmet nyújthat a felületek nagy ellenállású bevonata. A TGEM-ek esetén ezt "ReTGEM"-nek (Resistive Thick GEM, ellenálló TGEM) nevezik, és régóta tesztelik [60]. Természetesen a mikromega és más mikrostruktúrák technológiáknál is foglalkoznak ezen kérdéssel [61].

Bár a mikrostruktúrák detektorok családjának a fentiek a legjelentősebb képviselői, rengeteg változatos geometriai megoldás öltött testet az utóbbi években (ThCobra, MSGC, MHSD, Ingrid, ...) amelyek egy-egy speciális problémakört kívánnak feloldani, vagy éppen általános fejlesztésnek szánják. Az LHC kísérletek fejlesztési terveiben, az LHC-n kívüli kísérletek, sőt az LHC-t követő (pl.: ILD) terveknek is részét képezik ezen új detektorcsalád tagjai.

Gáztöltésű fotondetektorok

A gáztöltésű fotondetektorok olyan, a fentiekhez hasonló gáztöltésű kamrák, amelyek egy fotokonverter segítségével a beérkező foton által keltett egyetlen elektron észlelését képesek megvalósítani. A klasszikus fotoelektron-sokszorozó csővel (PMT, Photo Multiplier Tube) szemben a gáztöltésű fotondetektorok számos előnnyel rendelkeznek: a helyfelbontás

a fentieknek megfelelően a milliméter nagyságrendjébe esik, képesek nagy mágneses térben is működni, illetve nagy felületeket relatíve olcsón lehet lefedni.

A kísérleti részecskefizikában ezen konstrukció egyik leggyakoribb felhasználása gyűrűformáló Cserenkov detektorok (RICH, Ring Imaging Cherenkov detector) fotodetektoraként látható. Ilyen az ALICE kísérlet HMPID detektora (High Momentum Particle Identification Detector, Nagy impulzusú részecskeazonosító detektor) [27], valamint a tervezett VHMPID detektor is [HG09],[HG10] (lásd 4.3. fejezet).

A fotokonverter anyag általában cézium-jodid (CsI), amely az erős UV tartományban (210 nm alatt) relatíve nagy kvantumhatásfokkal rendelkezik (30%) [32]. A gyakorlatban a visszaverő típusú fotokonverter réteget gyakrabban használják, mint az áteresztő típusút, mivel előbbinél a rétegvastagság (egy kritikus érték felett) nem befolyásolja a hatásfokot. A fotokonverter tipikusan a parkettával ellátott katódot (parkettasíkot) borítja, míg a másik, szálakból álló (átlátszó) katód felett egy UV-ben átlátszó lap (például kvarcüveg) zárja le a gázteret.

A keltett egyetlen fotoelektronnak három akadályt is le kell küzdeni, hogy eljuthasson a sokszorozó térrészig. A konverterből való (megfelelő irányú) kilépést nagy felületi térerősséggel segítjük elő. A kilépő elektron a gázatomokkal/molekulákkal való elasztikus ütközésekkel könnyen visszaverődhet a kibocsátó síkra. A sokszorozó térig tartó útja során nagy elektronnegativitású molekulák csapdájába eshet. Ezen effektusok elsődleges szerepet kell játszanak a töltőgáz kiválasztásánál [62].

A gyakorlatban leginkább használt gáz a metán (CH_4) [27], illetve az argon-metán keverék (Ar-CH_4), amelyek gyúlékonyságuk miatt biztonságtechnikai kellemetlenségekkel járnak. Nem gyúlékony gázok közül a perflórmétán (CF_4) [63] [64] és a neon-perflórmétán keverékek (Ne-CF_4) [65] is alkalmasak lehetnek.

Természetesen a mikrostruktúrák gázdetektorok itt is megjelentek, a GEM és TGEM alapú fotodetektorok jelenleg is a detektorfizika egyik lendületes kutatási területe. Az első ilyen GEM alapú Cserenkov-detektor a RHIC PHENIX kísérletének HBD (Hadron Blind Detector, Hadronokra vak detektor) detektora [63] [64]. A VHMPID és a COMPASS [66] kísérlet is tervez mikrostruktúrák foton detektort használni [67],[HG11].

Ezen elrendezésekben a fotokonverter általában a legfelső réteg GEM (TGEM) lap tetején helyezkedik el. Legfontosabb előnyei a klasszikus sokszálas elrendezéssel szemben, hogy a lavinafotonok okozta másodlagos jeleket természetes módon kizárja, a konverterréteget roncsoló ion-visszáramlást csökkenti és az áthaladó töltött részecskék jelét redukálni képes. Ezekről részletesebben a 8. fejezetben számolok be.

5. Közeli Katódos Kamrák vizsgálata

A VHMPID-et közrefogó HPTD rétegeinek (lásd 4.4. fejezet) Pb-Pb ütközésekben is hatékonyan kell megtalálniuk az áthaladó részecskék pályadarabjait. Mivel az energialeadás mérése nem célunk, így praktikus digitális elektronikával kiolvasni a rendszert, amely a nagy részecskeszám-sűrűség esetén megköveteli a kis betöltöttséget. Fontos követelmény a kis anyagmennyiség, hogy a HPTD mögött elhelyezkedő VHMPID-nek a lehető legkevesebb háttérként megjelenő másodlagos részecskét keltsük.

A klasszikus sokszálas kamrák a nélkülözhetetlen masszív keretek és relatív széles parketta-válaszfüggvényükkel nem optimálisak a feladatra. Ezért dolgoztunk ki egy olyan sokszálas kamrát, amely lehetőség szerint a HPTD követelményeinek akart első sorban megfelelni. A kifejlesztett "Közeli Katódos Kamra" (Close Cathode Chamber) [HG15] a fenti kívánalmak mellett több jó tulajdonsággal is rendelkezik, mint például az egyszerű gyártástechnológia és a mechanikai tolerancia [HG16]. Ennek köszönhetően nem csupán a HPTD-nek lett kiváló alapja, de ma már egyéb projekteknél is megjelent a REGARD csoport munkáiként [HG23] [HG25] [HG22].

A fejezetben bemutatom a Közeli Katódos Kamrák felépítését, a mérésekkel és analízisükkel igazolom a technológia előnyeit, kitérve a HPTD feladatához való alkalmazhatóságára.

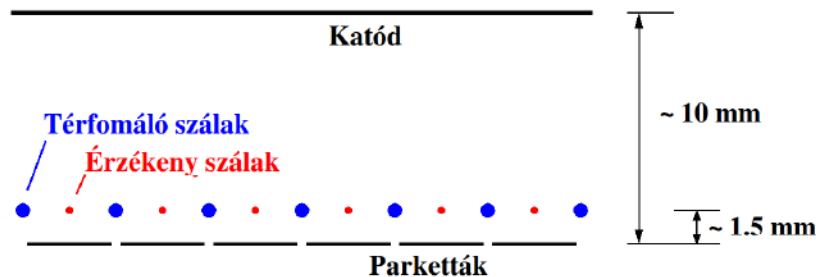
A végső detektor egyes rétegeinek mikrostruktúrák detektorok is alkalmasak lehetnek, az ilyen irányú, TGEM alapú kamrák vizsgálatán alapuló kutatásainkat a 6. fejezetben mutatom be.

5.1. A CCC technológia bemutatása

A "Közeli Katódos Kamra" (Close Cathode Chamber, CCC) a REGARD csoport és az ALICE-Budapest csoport által kifejlesztett sokszálas technológia, amelyet speciálisan a HPTD detektor inspirált. Két legfontosabb jellemzője a kis klaszterméret és a tolerancia a mechanikai pontatlanságokra.

A CCC egy olyan sokszálas proporcionális kamra, amelyben az érzékeny szálak mellett negatív potenciálú térformáló szálakat is használunk, és a szálsík relatíve közel helyezkedik el az egyik (parkettákra osztott) katódtól (innen származik az elnevezés is). A CCC sematikus rajzát a 19. ábra mutatja.

A sokszálas kamráknál megszokott módon az áthaladó töltött részecske által keltett elektronokat a pozitív potenciálú érzékeny szálakhoz vezettjük



19. ábra. A "Közeli Katódú Kamra" (CCC) sematikus rajza.

gyenge elektromos térrel, tipikusan a távolabbi katódra kapcsolt negatív potenciállal (≈ -500 V). Az elektronok az érzékeny szálakhoz sodródnak, ahol kialakul az elektronlavina. Mivel a szálak igen közel helyezkednek el a parkettákhoz, ezért a kapacitíven csatolt töltés kevésbé terül szét, vékonyabb lesz a parketta-válaszfüggvény [43]. Tipikusan csak a megszólaló érzékeny szál alatti parketta fog jelet adni. Az ebből adódó kis klaszterméret volt az elsődleges célja ezen kamrák kifejlesztésének.

A klasszikus sokszálas kamrák esetében a szálsíkkal nem szoktak ilyen közel (≈ 1.5 mm) menni a parkettasíkhöz, mivel az esetleges egyenetlenségek (nem tökéletesen sík NYÁK lemez, túlnyomás hatására púposodó kamrafal, elektrosztatikus vonzás, ...) a lokális erősítésben nagy különbségeket idéznek elő [25]. A CCC összeállítás fenti stabilitása abban rejlik, hogy létezik az érzékeny szálak és a térformáló szálak feszültségének olyan aránya, amelynél az erősítés első rendben nem függ a közelebbi katód szálsíktól vett távolságától. A CCC elrendezés ezen tulajdonságát és az ebből adódó előnyöket a 5.6. fejezetben részletezem.

A HPTD-hez az L1-es kamrákhoz körülbelül 4×50 mm² méretű parkettákra lesz szükség (4.4. fejezet). A kis klaszterméret eléréséhez a parkettáknak pontosan az érzékeny szálak alatt kell elhelyezkednie, így a száltávolságot 4 mm-nek választottuk. Az L0 triggerhez szükséges nagy méretű "superparkettákat" (SuperPad) (4.4. fejezet) kísérletileg érzékeny szálak csoportosításával érjük el. A szimulációknak megfelelően [38] a pár cm széles csoportokat kívántuk tesztelni. A megépített L0 kamrákon az érzékeny szálakból kétféle csoportot is realizáltunk: 5 szál (20 mm) illetve 12 szál (48 mm) összekötésével.

5.2. A kamrák építésének lépései

A CCC kamrákban a szálak egymástól való egyenletes pozicionálását lézergravírozott műanyag "szálvezetőkkel" oldottuk meg. A manapság már kommerciális lézergravírozási technika igen pontos és olcsó lehetőséget kínál a fenti feladatra. A hosszú műanyag csíkba gravírozott száz mikron mély vájakba a szálak felhelyezéskor szépen beleülnek (vagy könnyedén beleigazíthatóak).

Nagy méretű detektorok esetén a hosszú szálak jelentős belógását távtartók elhelyezésével csökkentjük, így kisebb húzóerő is elégséges a szálak feszítéséhez. A távtartók a szálvezetőkkel párhuzamosan helyezkednek el a kamrában, 20-30 cm távolságban egymástól. A szálakat csak az alsó katódhoz ragasztott műanyag lapocskák rögzítik és a szálak teljes húzóerejét képes az alsó katód megtartani.

Nagy méretű kamrák esetén a felső katód deformációit (pl: púposodás a túlnyomás hatására) a kamra belsejében elhelyezett kis oszlopok segítségével csökkentjük. Az kis oszlopok mérete tipikusan $3 \times 3 \times 10 \text{ mm}^3$.

A távtartók és oszlopok lokálisan érzéketlenné teszik a detektort, ám a kieső effektív felület lényegesen kisebb, mintha több különálló kamrából tennénk össze a nagyméretű érzékeny felületet [HG16]. A kérdéskört a mérésekkel és azok eredményeivel a 5.8. fejezetben tárgyalom.

A CCC kamrák építési technológiájának képes bemutatóját a 20. ábra fotósorozata mutatja. (A kamraépítést a nagy méretű kamrákon mutatom be.)

A kamraépítés első lépése az alaplap megtervezése és legyártása után, amikor az alaplapra felragasztjuk a gravírozott szálvezetőket, amelyek a szálakat egymástól 2x2 mm távolságban tartja a kamra két végén. A építés során az összes ragasztási folyamathoz epoxi alapú ragasztót (Uverapid 5/20 [68]) használtunk.

Az egymástól adott távolságban elhelyezkedő szálak síkját az alaplaptól függetlenül állítjuk elő. Egy szétszerelhető kettős keretet forgatható tengelyre rögzítünk. A keretnek erős anyagból kell lennie (jelen esetben 20x20x2-es acél zártszelvény), hogy a szálak feszítő erejét megtartsa. A keret tengellyel párhuzamos részét, amelyre a szálak tekerednek, szintén erős, gömbölyített élű anyagból (jelen esetben 20 mm vastag alumínium lap R5-ös lekerekítéssel) kell készíteni. Tekerés közben a szálakat adott erővel folyamatosan megfeszítve kell tartani, amit a használt száltekerő gépen egy mágnesesen csatolt motor biztosított.



20. ábra. A nagy méretű kamrák építésének fázisai (balról jobbra haladva).

1. Távtartók és szálrögzítők ragasztása az alaplapra.
2. Száltekerés.
3. Szálsíkot tartalmazó félkeret alaplapra való felhelyezése.
4. Szálak ragasztása, vágása, forrasztása.
5. Kamrafal és oszlopok ragasztása.
6. Katód ragasztása, lezárás.

Miután a feltekertük a térformáló, majd az érzékeny szálakat is, azokat a kettős kerethez a végeinél leragasztjuk. A ragasztó megkötése után (egy nap) a kettős keret szétszedhető és levehető a száltekerőgépről; így kapunk két keretre rögzített szálsíkot. A szálsíkot az precíziós asztalra kikészített alaplagra helyezzük, hogy a szálak a szálvezetők megfelelő vágataiba kerüljenek; a felesleges szálakat eltávolítjuk. A szálakat a szálvezetőknél és a távtartóknál ragasztással rögzítjük.

A ragasztó kötése után (egy nap) ki kell alakítani a szálak elektromos kontaktusát. Az általunk használt elrendezésben a térformáló szálakat az egyik, az érzékeny szálakat a másik oldalt vezetjük ki. Így a kamra mindkét végén az egyik fajta szálakat forrasztani a másikat pedig vágni kell. Az esetlegesen kiálló elvágott száldarabok és a forrasztásból esetleg kiálló tűskék nem kívánt csúcs- és koronahatást okozhatnak, így ezen területeket a folyamat végeztével beöntjük ragasztóval.

Miután a kamra detektálásért felelős része elkészült, azt le lehet zárni. Az oldalai plexirudakból, a teteje pedig a katódként is szolgáló nyáklemezből készül. A nagy méretű kamrák esetén ekkor kell a katódot tartó oszlopokat is beragasztani (tipikusan a távtartók mellé, csökkentve a holtteret). Ezt követően a már lezárt kamrát fel lehet szerelni a nagyfeszültségű és a jelkiolvasáshoz tartozó elektronikai alkatrészekkel és csatlakozókkal.

Az elkészült legnagyobb kamrák aktív felülete $1000 \times 560 \text{ mm}^2$, amelyben a szálak hossza 1000 mm. Az alaplap és a katód vastagsága $0.5+1.0 \text{ mm}$, így a kamra tömege csupán 2.0 kg lett, amely extrém könnyűnek számít a sokszálas kamrák között. Ezen nagyon nagy méretű kamráknál a mechanikai stabilitás érdekében pár alumínium profillal erősítettük meg a detektort (10x10x1-es zártszelvény keresztbe és 20x20x1-es T profil hosszában), ami 1.0 kg extra súlyt jelentett.

5.3. Az adatgyűjtő rendszer bemutatása

A mérések kivitelezéséhez nélkülözhetetlen egy megfelelő adatgyűjtő rendszer. A meglévő infrastruktúra és a speciális igények kielégítésére egy saját adatgyűjtő szoftvert írtam, amelyet a Wigner F.K. Gázdetektor Laboratóriumában és a CERN PS T10-es tesztméréseken egyaránt használtunk. Ezen rendszert (illetve alváltozatait) használtuk a TGEM-es mérésekhez (6. fejezet) is, a 8. fejezetben található TCPD labormérésein, illetve a 9. fejezetben tárgyalandó precíziós pásztázás esetén is.

A mérésvezérlő program leírása

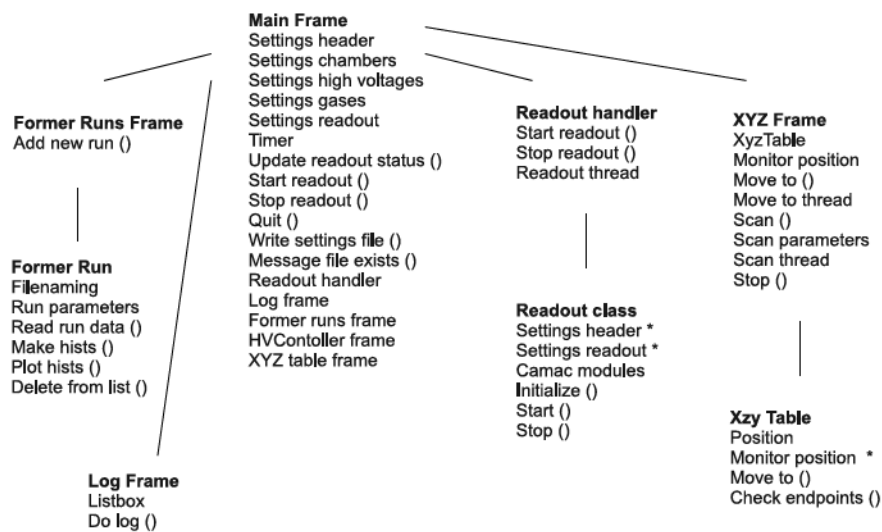
A labor- és tesztnyaláb mérések során használt adatgyűjtő rendszert *C*, *C++* és *WxWidgets* [69] nyelveken írtam. A *wx*-típusú grafikus kezelőfelület segítségével bárki könnyen használhatta az adatgyűjtő rendszert a Wigner F.K. Gázdetektor Laboratóriumában. A program magába integrálta a HPTD tesztekhez szükséges digitális kiolvasást, a CAMAC[70] típusú kommunikációt és egy mozgatómechanizmus kezelését (9. fejezet), valamint részlegesen a mérési jegyzőkönyv paraméterbeállítási részeit.

A grafikus kezelőfelület több ablakra oszlik azok funkciója szerint : *MainFrame*, *LogFrame*, *FormerRunsFrame* és *XYZTableFrame*. Az osztályok kapcsolódását, illetve (a teljesség igénye nélkül) főbb elemeit a 21. ábra mutatja. A 22. ábrán látható az adatgyűjtő rendszer grafikus felületéről egy pillanatkép.

A futtatások későbbi nyomkövetését (és hibakeresését) a műveletek részletes rögzítése teszi lehetővé. Minden műveletről feljegyzés készül, a pontos idő megjelölésével, és három különböző helyre is kiíródik. Egyrészt a *LogFrame* nevű ablakba, amely az adott futtatás feljegyzéseit tartalmazza, valamint a futtató terminálra is. Mivel ezek idővel (új futtatás illetve másik terminál indítása alkalmával) elvesznek, így minden feljegyzést fájlba is rögzítünk, havonta újabb fájlt kezdve.

A *FormerRunsFrame* nevű ablak a mérőprogram indítása óta futtatott mérésekről ad egy listát, így könnyen látható az utóbbi időben végzett mérések sora és azok paraméterei. Az itt felsorolt futtatások adatainak alapvető gyors vizualizációját, az egyszerű hisztogramokat (amelyek minden mérés után is megjelennek) itt egy gombnyomásra bármikor újra megtekinthetjük.

A *XYZTableFrame* a jelen mérésekhez nem használt háromdimenziós asztalmozgató-mechanikának a kezelésére szolgál: precíziós beállítására, valamint pozícióváltoztató méréssorozatok tervezésére, koordinálására és indítására. Ezt a funkciót a 9. fejezetben tárgyalt mérések miatt implementáltam a rendszerbe.

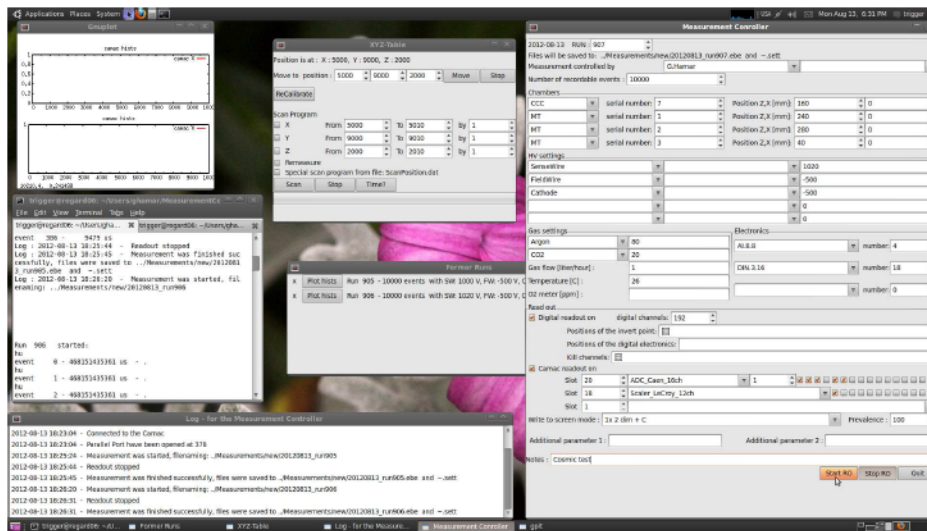


21. ábra. Az adatgyűjtő rendszer osztályainak és főbb elemeinek, valamint azok kapcsolódásainak sematikus rajza.

A grafikus kezelőfelület központi és egyben legfontosabb eleme a *MainFrame* nevű főpanel, amely további részekre tagolódik. Fejrészában tudjuk megadni az mérés sorozatszámát, amelyből (a dátummal együtt) az adatfájl neve adódik; valamint a felvenni kívánt események maximális számát is itt állíthatjuk be.

Ezt követi a jegyzőkönyvrészletnek is megfelelő paraméterek megadása, amelyeket a mérés során manuálisan állít be az ember. Ide tartozik a vizsgálandó kamra vagy kamrák típusának és sorszámának megadása, a beállított feszültségtípusok és értékeik. Megadhatjuk a használt gáz összetételét és egyéb ismert paramétereit is, valamint az használt elektronikák listáját. Ezen paraméterek nem befolyásolják az adatrögzítést, ám elmentődnek egy ".sett" kiterjesztésű, beállításokat tartalmazó fájlba későbbi használatra, illetve emlékeztetőnek. (Például az adatanalízis során ezen beállításfájlokból könnyebben inicializálhatóak a főbb értékek, valamint az analízáló programmal beolvashatóak a fontos feszültség- és pozíció-beállítások.)

Ezek után a mérés alapvető paramétereinek megadása következik. A digitális kiolvasásnál a kiolvasandó bitek száma mellett megadhatjuk az invertálási pontokat, illetve a holt csatornák sorszámát. A CAMAC típusú adatgyűjtésnél meg kell adni, hogy milyen típusú modul hol helyezkedik el a keretben és annak mely csatornáit kívánjuk kiolvasni, illetve az esetleges



22. ábra. Az általam írt adatgyűjtő rendszer grafikus felülete. Láthatóak a főbb ablakok : főpanel, log, pozicionáló, előző futtatások, aktuális mérés grafikonja, valamint a futtató terminál.

modulspecifikus paramétereket. A kétféle kiolvasási mód egyszerre is használható szinkronizált módon. Ezen részben adhatjuk meg, hogy a kiolvasott adatok milyen formában és milyen gyakran jelenjenek meg a képernyőn (a háttérterminál).

A *MainFrame*-en a fentiekén túl három fő gomb található: *Start*, *Stop*, *Quit*. A legutóbbi kilép a programból, a másik kettő a mérési procedúrát indítja illetve állítja meg. A mérés mindenképpen megáll, ha eléri a beállított maximális eseményszámot, ám előbbi megszakítását a Stop gombbal érhetjük el, amely a következő engedélyezett kilépési pontban (soha nem eseményolvasás közben) leállítja a mérési folyamatot.

Az indított mérés egy új szálon fut, így a grafikus felület a mérés ideje alatt változatlanul használható (például a korábbi mérési eredmények újbóli megtekintésére). A program a mérés indításakor először pár rutin ellenőrzést végez (van-e beállított felelős ember, létezik-e már az adott néven korábbi fájl,...) majd már az új szál értelmezi a *MainFrame*-ben beállított kiolvasási paramétereket, létrehozza és inicializálja az eseményszintű kiolvasási rutint.

Ezt követően indul az eseményciklus: várakozás a digitális LAM jelre (lásd 5.3. fejezet), digitális adatok kiolvasása, minden CAMAC egység esetén várakozás a LAM jelükre (kivéve a számlálóknál), majd kiolvasásuk; az adatok (eseményszám, előző esemény óta eltelt idő, és a kiolvasott értékek) fájlba írása, végül a beállításoknak megfelelően a képernyőn való megjelenítésük.

Minden futtatáshoz három fájl tartozik, amelyek neve tartalmazza a dátumot és a futtatás sorszámát ("YYYYMMDD_runX"), kiterjesztésük ".sett", ".ebe" és ".hists" rendre a beállításokat, az adatokat és a mérőprogram által létrehozott ellenőrző hisztogramokat tartalmazza.

A beállításokat tartalmazó fájlban (.sett) található a mérőprogramban beállított paraméterek összessége, valamint a mérés pontos ideje (dátum,óra,perc). A mérőprogram automatikusan készít hisztogramokat az egyes digitális csatornák megszólalási gyakoriságáról, a megszólaló digitális csatornák számának gyakoriságáról, valamint minden kiolvasott CAMAC csatorna adatainak gyakoriságáról, amelyek a ".hists" fájlba kerülnek. Ezen részletes analízis nélkül létrehozható indikátorok kiválóan mutatják, ha valamiféle probléma lenne az adatok minőségével (rossz csatornák, nem bekapcsolt kamra, ...).

A eseményfájlban tárolom a futtatás nyers adatait (az ".ebe" végződés utal az "event-by-event" azaz eseményenkéntiségre.) Minden esemény külön sorban foglal helyet, ahol négyféle adatot rögzíttek. Első: az esemény sorszáma, amely ugyan elvileg azonos az adott sor sorszámával, az esetleges kiírási hibák kiküszöböléséhez igen fontos; valamint az analízis során kiváló ellenőrző paramétert biztosít. Második: az előző esemény óta eltelt idő mikroszekundumban, az értékes időinformáció a mérés után is rekonstruálhatóvá teszi a triggeret, a mérési idő, és a hosszú távú viselkedés vizsgálatát (mint például a 6.4. fejezetben). Ezt követik a beolvasott digitális- és a CAMAC adatok.

A mérésekhez használt elektronikai egységek felsorolása

A mérési összeállításokban a logikai egységek nagy részét a szokásos NIM típusú modulokból állítottuk össze:

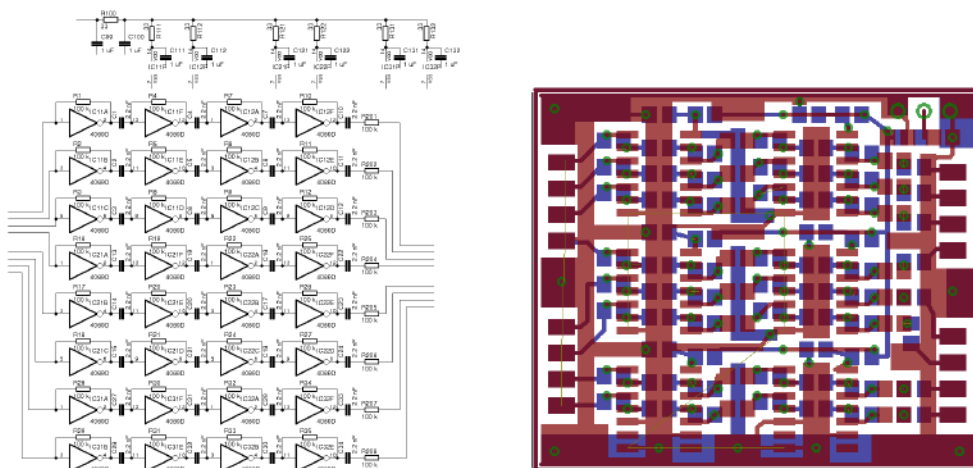
- NIM LeCroy 465 Coincidence Unit [71],
- NIM LeCroy 612A Amplifier Unit [72],
- NIM Borer 341 Multiscaler,
- NIM LeCroy 222 Dual Gate Generator [73],
- NIM LeCroy 428F FIFO [74].

Valamint egy a csoport által tervezett és gyártott "Trigger Unit" egységből. A "Trigger Unit" NIM típusú trigger jeleket fogad, amelyeket a LAM és BUSY tiltás hiányában továbbít a kapu formáló része felé, ahonnan az elkészített és megnyújtott jelet kivehetjük. Az átjutó trigger bebillenti a LAM-ot, amit csak a BUSY külső felkapcsolásával szüntethet meg. A mérések során ezen egység adta az alapvető LAM jelet a digitális mérésekhez.

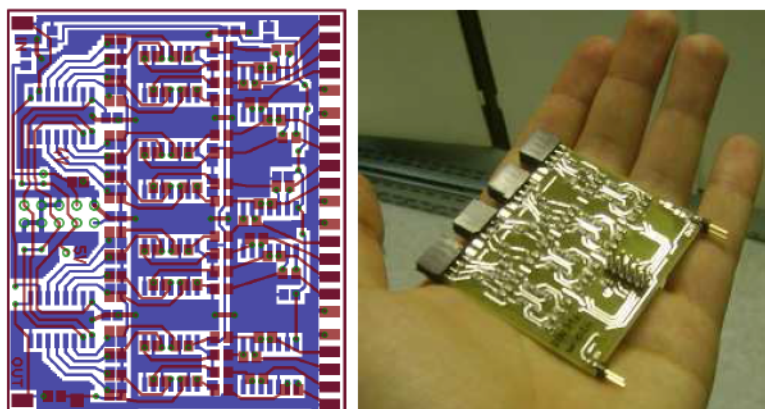
- Camac Caen C111 Ethernet Controller [75],
- Camac Caen C1205 QADC [76],
- Camac LeCroy 2249A ADC [77],
- Camac LeCroy 2551 Scaler [78].

A mérésekhez használt detektor oldali (front-end) elektronikák a REGARD csoport saját fejlesztései. Ezen család tagjai könnyen beszerezhető és gazdaságos alkatrészekből felépülő, többnyire kis dinamikai tartományú, többcsatornás erősítők. A nyomtatott áramköröket az *Eagle* [79] programmal terveztük, amelynek *Eagle 5.7.0 for Ubuntu* verzióját használtuk. Az áramkörök maratása a BME Elektrotechnikai Tanszékének Nyomtatott Huzalozású Laborkomplexumában [80] történt.

Egy invertáló típusú logikai IC rezisztív visszacsatolásával, az IC logikai nulla és egyes állapota között tartva a kaput, kis feszültségváltozás hatására az átváltási meredekségnek megfelelő negatív erősítést kapunk. Ezt az *ON Semiconductor* által gyártott kommerciális CD4069-es inverterrel [81], illetve MC14001B [82] típusú NOR kapuval (másik bemenete földelve) valósítottuk meg. Az ilyen típusú erősítő fokozatokat (tipikusan 3,4 fokozat) kondenzátorokkal kapcsoltuk egymáshoz. Egy ilyen típusú, nyolc csatornás, négy 4069-es fokozatú erősítő kapcsolási- és nyákrajza látható a 23. ábrán.



23. ábra. Az "A.I.8.8." nevű analóg erősítő kapcsolási rajza (bal) és nyákrajza (jobb). Az erősítő négy 4069-es fokozatot tartalmaz mind a nyolc csatornáján.



24. ábra. Az "D.IN.3.16." nevű digitális 16 csatornás erősítő nyákrajza (bal) és az elkészült panel (jobb).

A legtöbbet használt detektor oldali erősítő, a "D.IN.3.16." nevű 16 csatornás, invertert és NOR kaput is tartalmazó erősítő, melynél az erősített jelek egy 74HCT165 [83] típusú PISO (Parallel In / Serial Out) shift regiszterbe kerülnek feszültségeltolás után. A küszöbfeszültség megfelelő megválasztásával (a zajszint felett kicsivel) mind a 16 csatorna 1 bites digitalizációja egyszerre történik meg. A soros kiolvasású regiszter használatának nagy előnye, hogy sok ilyen típusú egység láncra fűzhető, így a teljes rendszer kiolvasásához csak egy órajel és egyetlen visszajövő adat kábel szükséges (valamint egy időkijelölő jel a mintavétel időpillanatának megadásához). A "D.IN.3.16."-os elektronika NYÁK-rajzát, illetve a kész panelt a 24 ábra mutatja.

Használt mérési összeállítások

A mérési összeállításokat három nagy csoportja oszthatjuk.

A Wigner F. K. Gázdetektor Laboratóriumában rendelkezésünkre állt egy ^{90}Sr sugárforrás. Ez β^- bomlás során alakul ^{90}Y izotóppá, mely egy következő nagy energiás (2.28 MeV) β^- bomlással válik stabillá (^{90}Zr). Ugyan a spektrum folytonos, azok az elektronok, amelyek képesek áthaladni a pár milliméternyi anyagot jelentő kamrán közel MIP-nek tekinthetőek. (A sugárzásnak csak egy része halad át a kamrán, a többi megáll a kamra belsejében, falaiban.) A rádióaktív forrásos mérések esetén a forrás + kamra + szcintillátor elrendezést használtuk, ahol a szcintillátor diszkriminált jelére, mint triggerre olvastuk ki a kamra (mind digitális, mind analóg) jeleit a megfelelő késleltetéssel.

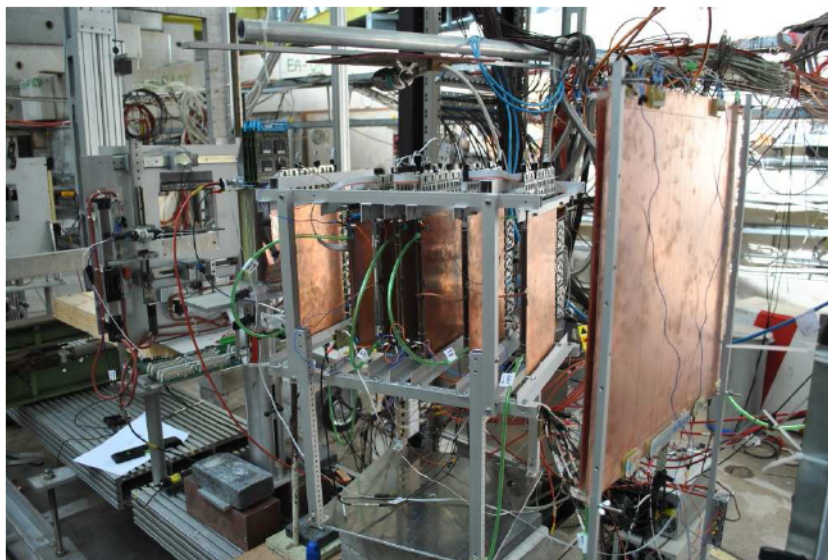
Bizonyos mennyiségek méréséhez elengedhetetlen nagy áthatolóképeségű részecskék használata. Ezt a laboratóriumban kozmikus sugárzás segítségével

mértük. Ezzel nagy felületeket lehet vizsgálni, ám a kozmikus részecskék alacsony fluxusa miatt csak kevés konfiguráció vizsgálható.

A nagy statisztikát vagy nagy paraméterteret kívánó mérésekhez szükséges részecskenyalábos méréseket a CERN PS gyorsító T10-es nyalábterületén [84] volt szerencsénk tesztelni. A T10-es zóna részecskenyalábja a HPTD-CCC tesztek céljainak tökéletes nagy impulzusú ($1-6 \text{ GeV}/c$) részecskenyalábot biztosít, amely az egymás mögött elhelyezett kamrák során áthatol.

A kozmikus illetve PS nyalábmérések esetén tipikusan a párhuzamosan elhelyezett kamrák elé és mögé elhelyezett szcintillátorok koincidienciájára triggerelve olvastuk ki a kamrák jeleit.

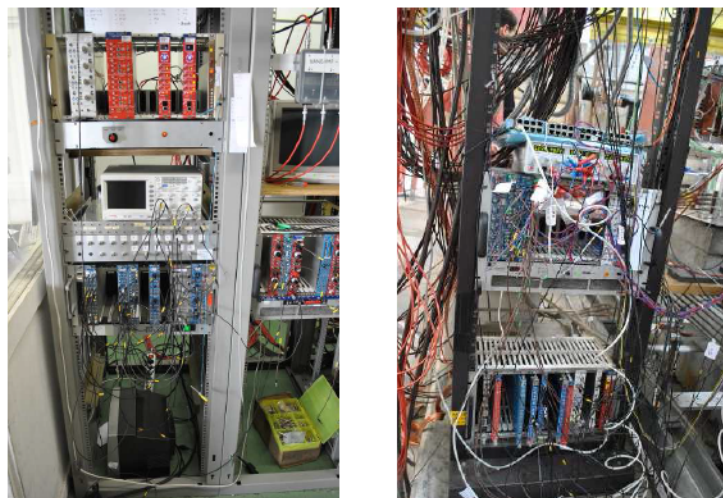
Néhány részecskenyalábos mérési összeállításról készített fénykép látható a 25. és 26. ábrákon. A vezérlőteremben illetve a zónában használt elektronikai egységekről a 27. ábrán látható egy-egy fénykép.



25. ábra. Mérési összeállítás a CERN PS T10-nél 2010 nyarán. Hét CCC kamra, amelyekből három darab kétdimenziós kiolvasású. A kisebb kamrák mögött látható egy 50 cm-es CCC kamra. A kamrákat szcintillátorok fogják közre.



26. ábra. Mérési összeállítás a CERN PS T10-nél 2011 nyarán. 2x2 darab kétdimenzióban érzékeny MT kamra között foglal helyet a két $1 \times 0.5 \text{ m}^2$ -es nagy méretű és egy 50 cm-es CCC.



27. ábra. A CERN PS T10-es mérési összeállításhoz tartozó vezérlő és adatgyűjtő elektronika: (bal) A vezérlőteremben lévő nagyfeszültség egységek, oszcilloszkóp, jelkábelek végei és NIM keret a trigger logika építéséhez. (jobb) A mérési zónán belül volt érdemes elhelyezni a kiefeszültségű tápegységet, a szcintillátorok erősítőjét (NIM keretben) és a Camac ADC-t.

5.4. Az adatkiértékelő program ismertetése

A mérések kiértékeléséhez az analízis programot *C/C++* nyelven írtam.

A program mérési fájlok egy listájával dolgozik; ez praktikus a tesztmérések kiértékelésénél, mivel gyakran kívánjuk az egyes hasonló (pár paraméterben eltérő) futtatásokat egymáshoz hasonlítani.

A listafájlból megadható egy "alapfájl" is, amelyet a többi részletes analízise előtt megvizsgál a program. Ez a fájl szolgál referenciaként például a kamrák finom pozicionálásához, vagy a különböző ADC csatornák kalibrálásához.

A programban több analízismódot implementáltam, amelyek a lényegesen különböző kísérleti összeállításokhoz tartoznak (a továbbiakban az CCC mérésekhez leggyakrabban használt módot mutatom be). Az analízis során (minden módban) többféle feladatot végezhetünk el.

Az analízismód és a feladatok beállítása után a fent említett alapfájl beolvasása következik, majd a fájllista minden elemére elvégzi a program a kívánt analízist. A futtatásokat külön kezeltem, azokon belül pedig minden eseményt függetlennek tekintek, mivel a detektornak a használt időskálán nincs memóriája.

Az esemény szintű analízis során a futtatás adott eseményhez torozó adatait kell először kamrajelekké konvertálni (ismerve a kiolvasási láncot). Ezután már a kamra- illetve kamrarendszer szintjén lehet dolgozni az adatokkal. Az egyes kamrákon a digitális jelsorozatban klaszterezéssel definiálom a beütéseket, majd a kamrarendszeren megkeresem a megfelelő egyenes pályavonalat (ha van olyan), amely alapján meghatározom a beütések pályától való eltérését minden kamrán a helyfelbontás későbbi meghatározásához. Az egyes kamrák hatásfokának vizsgálatához az többi kamra beütési által meghatározott egyenes pályát használom (ha létezik olyan), és vizsgálom a kamra jeleit a döféspont környékén. Majd a kamrarendszeren kapott teljes mintázatokból leválasztom az egyrészecske mintázatot és hozzáadom a mintázatot számlát listájához. Ha analóg adatokat is tartalmaz a mérés, akkor azokat (a feladattól függően, de általában) a részecskepályától függően adott hisztogramcsaládba mentem.

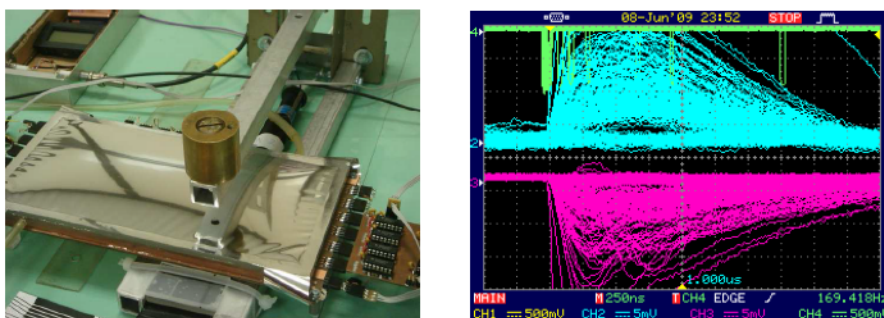
Az eseményciklus után az összegyűjtött adatok alapján kiszámítom a kamrák lokális és teljes hatásfokát, valamint a helyfelbontásukat. A mintázatok a 5.12. fejezetben ismertetett módon megvizsgálom a tartalmazási hálót és az elemi mintázatok előfordulási gyakoriságát.

Végül az eredményeket természetesen fájlba mentem, illetve kiíratom a képernyőre. Ezen felül az alapvető ábrákhoz (uniformitás, helyfelbontás, ...) tartozó szkripteket és az ábrákat is legenerálom, így a tesztméréseken az ügyeltes könnyen ellenőrizhette az aktuális mérést.

5.5. A detektor analóg jeleinek vizsgálata

A CCC kamrák általános működéséhez először az analóg jeleket praktikus megvizsgálunk, mind oszcilloszkópon, mind ADC-mérésekkel. A digitális mérések esetén ezt a hatásfok mérése váltja fel, amely a nagyfeszültség és a diszkriminációs szintek megfelelő beállítását követeli meg. Az egyes elektródák angol elnevezéséből származik azok rövidítése : érzékeny szál - SW (sense wire), térformáló szál - FW (field wire), katód - C (cathode), parkettasík - P (pad plane).

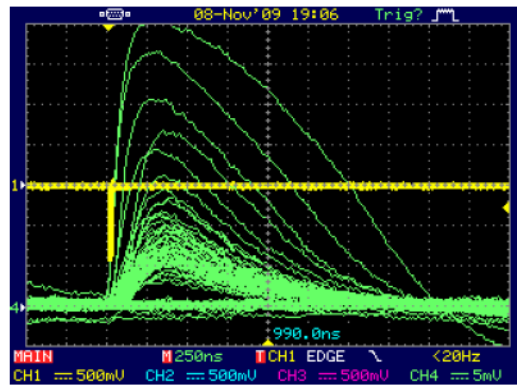
A kamrában kialakuló analóg jeleket laboratóriumban legegyszerűbben rádióaktív forrással vizsgálhatjuk. A használt ^{90}Sr nagyenergiás bétaforrással a kamra alatt elhelyezett szcintillátorra triggerelve közel MIP jeleket vizsgálhatunk a kamrán (lásd 5.3. fejezet). Az első CCC kamra ilyen tesztjének fotója látható a 28. ábra bal oldalán, amíg jeleinek oszcilloszkópos képe az ábra jobb oldalán.



28. ábra. (bal) Az első CCC kamra, felette bétaforrás, alatta egy szcintillátor, hogy triggerelni lehessen az átmenő részecskékre. (jobb) A bal oldali összeállítás jelei az oszcilloszkópon, zölddel a trigger, kékkel és lilával a kamra szálainak és parkettáinak jelei; mint látható, több eseményre összegyűjtve.

A CCC kamrákhoz használt nagyfeszültség értéke függ a szálak átmérőjétől, a töltőgáztól, valamint a belső geometriai elrendezéstől (4.5. és 5.1. fejezetek, illetve például [25] és [HG15]). Az általunk általában használt paraméterek esetén (ϕ_{SW} 15-21 μm , ϕ_{FW} 100-120 μm , gáz: Ar/CO_2 : 80/20) az érzékeny szálak standard feszültsége $\approx 1000\text{-}1050$ V, a térformáló szálaké és a katódé pedig ≈ -500 V.

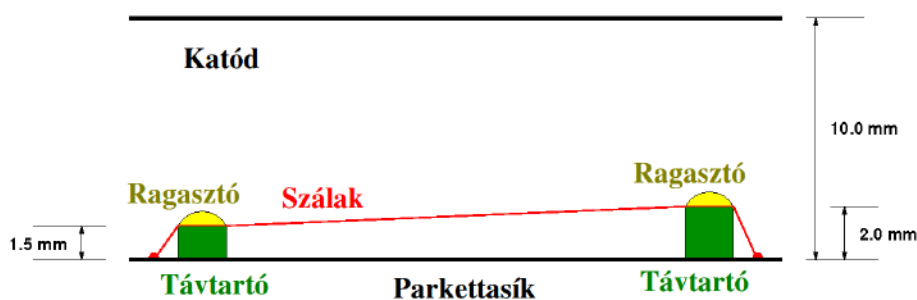
Bár a labormérések során is közel minimumionizáló részecskékkel tesztelünk, a nyalábmérések alkalmával is igazolni kell a kamrák normális működését. A 29. ábrán látható a legelső CCC-s HPTD nyalábteszt alkalmával rögzített oszcilloszkópábra, amelyen az egyik CCC kamra (CCC-7) analóg jele látható néhány áthaladó nyalábrészecskére. A jel és a zaj kiválóan szétválasztható egymástól, amely a kamra kitűnő működésére utal.



29. ábra. Oszilloszkóp kép egy CCC kamra analóg jeleiről a rajta áthaladó PS nyalámban. A sárga a szcintillátorok koincidencia jele, a zöld a CCC-7-es kamra szálairól vett jel. A jel és zaj tartomány jól szétválík, a kamra megfelelően működik.

5.6. Az új technológia előnyeinek igazolása

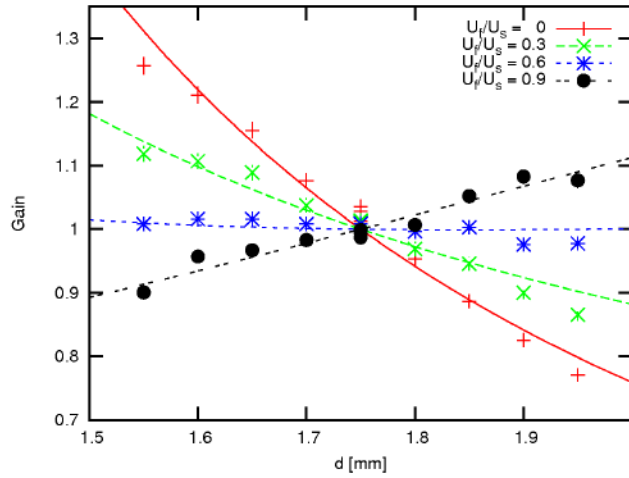
A Közeli Katódos Kamrában az erősítés megfelelő nagyfeszültség esetén nem függ a szálak parkettasíktól való távolságától. Ennek bizonyítására építettünk egy olyan kamrát, melynél a kamra két végén a szálakat különböző magasságban rögzítettük a katódokhoz képest (1.5 mm és 2.0 mm). Az összeállítást a 30. ábra szemlélteti. Ilyen módon a kamra különböző pontjai különböző szálsík magasságoknak feleltek meg, amivel a szálsík magasságától való függés egyetlen kamrán tesztelhető volt.



30. ábra. A döntött szálsíkú kamra sematikus rajza.

A méréseket béta forrás (^{90}Sr) segítségével végeztük, kis méretű ($\varnothing 1.0\text{ mm}$) kollimátort használva, így a forrás pozíciójának ismeretével ismert a szálsík helyi magassága is. Különböző feszültségbeállítások esetén mértük végig a kamrában az erősítést (a szálak mentén). A eredményeket a 31. ábra összegzi. A fenti jelenség elektrosztatikai számolási munkáit Kiss Gábor végezte [85], eredményei jó egyezést mutatnak a kísérleti adatokkal (lásd: folytonos görbék és mérési pontok a 31. ábrán). Látható, hogy létezik olyan feszültségbeállítás, amely esetén a szálsík és a parkettasík távolsága első rendben nem változtatja a gázerősítést.

A jelenséget nagyenergiás áthatoló részecskékkel is megvizsgáltam a CERN PS T10 nyalábjában, amely elég széles ahhoz ($\approx 10\text{ cm}$), hogy szinte a teljes kamrát lefedje. A szcintillátorokra triggerelt események felvétele során az L1-es kamrákat digitálisan, amíg a döntött szálsíktól analóg módon egy Camac ADC-vel olvastuk ki. Így az L1-es kamrák adataiból meghatározhattam minden áthaladó részecske pályáját (lásd: 5.4. és 5.9. fejezetek), amelyből kiszámítottam a döntött szálsíkú kamrán való áthaladás helyét. Az áthaladás helyének monoton függvénye a szálsíktávolság, így valódi MIP részecskékkel vált vizsgálhatóvá a CCC koncepció.

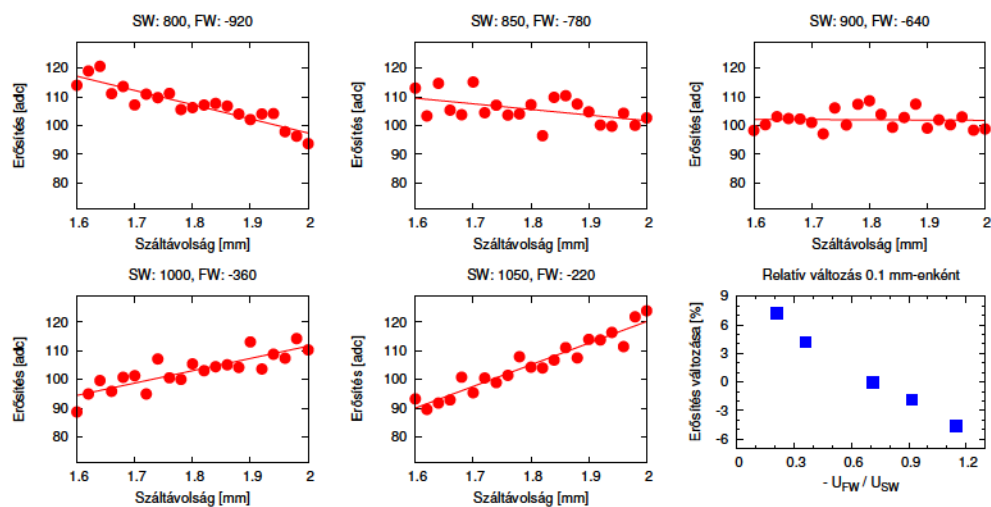


31. ábra. Sokszálas kamra relatív erősítése a szálsíktávolság függvényében különböző feszültségarányok esetén. A pontok a mért adatokat, míg a folytonos görbék a számításokat mutatják. [HG15]

A mérés során (a kamra nem teljes lefedettsége miatt) az 1.6-2.0 mm szálsíktávolság tartományát vizsgáltam. Egyetlen (hosszú) futtatás alkalmával a teljes érzékeny tartomány szinte egyidejű vizsgálata vált lehetségessé adott feszültségen. Különböző feszültségbeállításoknál vettünk fel adatokat, úgy, hogy a gázerősítés közel azonos legyen minden esetben.

Az analízisem során a döntött szálsíkú kamrát részegységekre bontottam a szálsíktávolságban emelkedésének irányában, és az eseményenként kiolvasott töltést az L1-es kamrák által meghatározott pálya adta részegységhez rendelttem hozzá. Az egyes részegységek Landau-eloszlásaiból az erősítést meghatároztam minden esetben. A különböző feszültségbeállítások mellett felvett eredményeket a 32. ábra mutatja. Az erősítés változását ilyen kis eltérésnél egyenessel közelítve kiszámítottam az erősítés szálsíktávolságtól függő változását is az alkalmazott feszültségarány függvényében, amelyet a 32. ábra jobb alsó része mutat.

A mérések egyértelműen igazolják, hogy létezik olyan feszültségbeállítás, amely esetén az erősítés a szálsíktávolságtól első rendben nem függ (CCC mód). Az számszerű eredmények megegyeznek a számítógépes kalkulációkkal és a korábbi béta forrásos mérésekkel.



32. ábra. A döntött szálsíkú kamra és a CCC koncepció kísérleti vizsgálata a PS nyalábbal. Az első öt ábrán az erősítés szálsíktávolságtól való függése figyelhető meg különböző feszültségbeállításoknál. A hatodik ábrán az előzőek lineáris közelítéséből számolt relatív erősítés változása látható a térformáló és érzékeny szálak feszültségeinek arányának függvényében. Látható, hogy 900V/-640V felel meg leginkább a CCC üzemmódnak.

Nagy felületű detektorok CCC technológiával

A fentiekből következik a CCC technológia másik nagy előnye, a mechanikai tolerancia: a katódsíkok egyenetlensége, kipúposodása, illetve a szálak kisebb mértékű gravitációs és elektrosztatikus "belógása" nem okoz problémát a kamra működésében [HG16]. Az előzőek alapján ([HG15] illetve 31. és 32. ábra) a CCC akár több tizedmilliméteres egyenetlenségeket is képes orvosolni. Így a szokványosan használt nehéz feszítő keretekre [44] nincs szükség, mely egyszerűbb építési módszert és kevesebb anyagot (material budget) eredményez. Az általunk épített fél négyzetméter felületű kamra tömege csupán 2 kg volt [HG16].

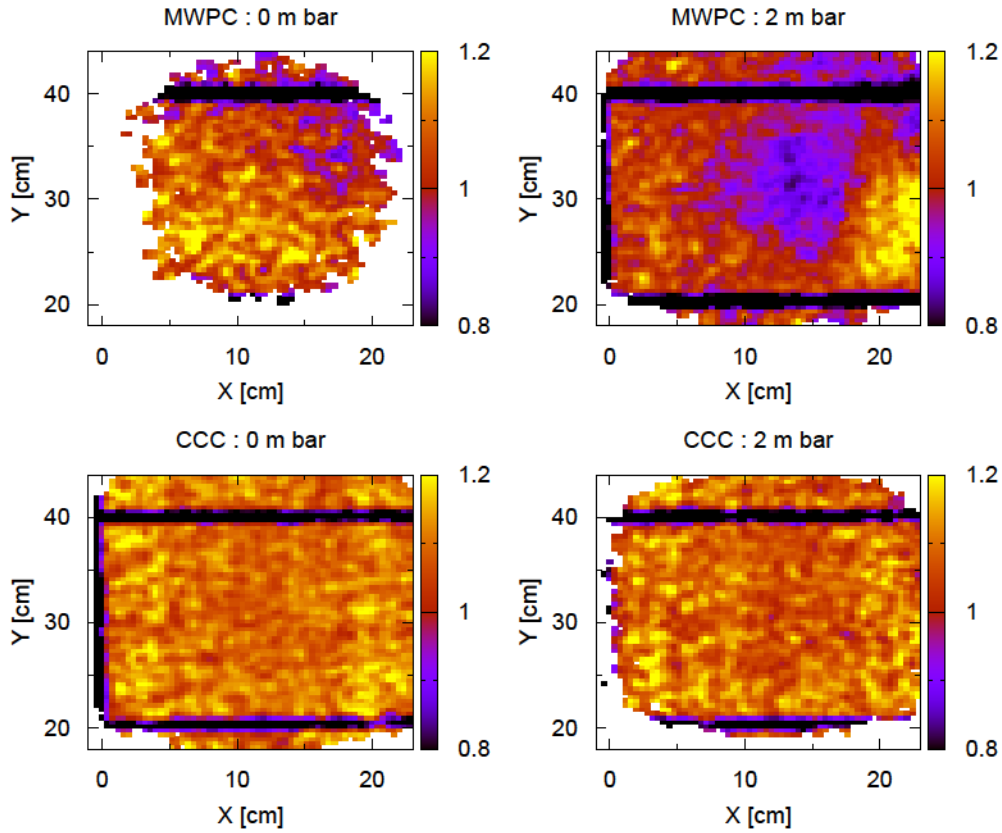
A nagy felületű gáztöltésű detektorok egyik alapvető problémája, hogy a töltőgáz kis túlnyomásának hatására nagy felületek esetén az alap- és fedőlapokat nagy erő nyomja kifelé. Ez nagyon merev lapokat vagy extra struktúrákkal megerősített lapokat kíván, amelyek természetesen többlet anyagmennyiséget jelentenek.

Az nagy erő hatására (1 m bar túlnyomásnál négyzetméterenként 100 N) a lapok deformálódnak, a klasszikus MWPC esetén ez jelentős változást jelent a kamra erősítésében, amely lokálisan változik a kidagadás függvényében. Egy szokványos sokszálas kamránál, ahol az s távolságra lévő szálak a katódoktól d távolságban vannak, az erősítés változása [25]:

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \frac{C \Delta d}{2 \epsilon_0 s} \quad (15)$$



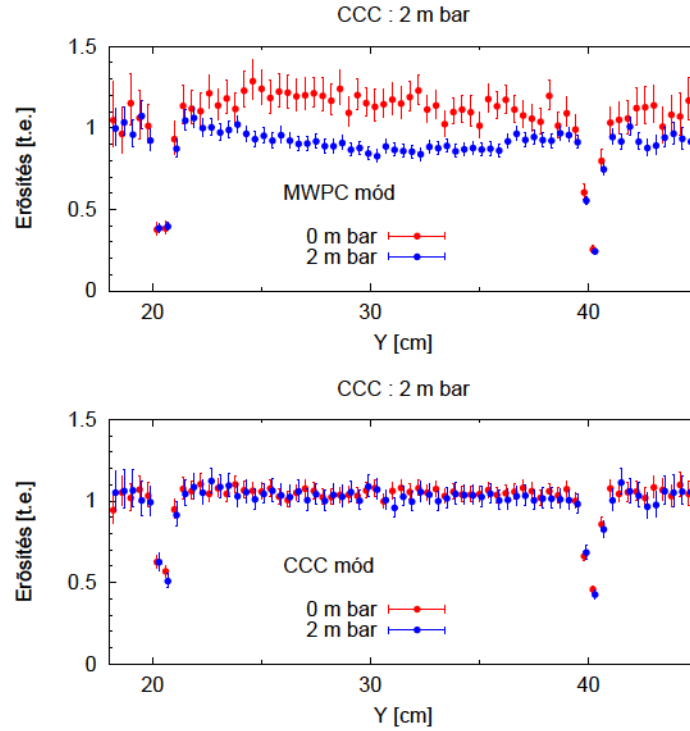
33. ábra. Fénykép a nagy méretű kamra kozmikus tesztjének mérési összeállításáról. Az alul elhelyezett MT kamrák végezték a részecskepálya meghatározását.



34. ábra. Erősítéstérkép MWPC és CCC módban túlnyomással, valamint a nélkül. Látható, hogy a túlnyomás hatására kidagadó kamralap csak az MWPC feszültségkiosztásnál okoz jelentős erősítésváltozást, amíg a CCC kamra toleráns ilyen effektusokkal szemben.

A közeli katódos elrendezés elvileg mentes a deformáció mellékhatásaitól, amit az alábbi mérésekkel igazoltam. Az MWPC és a CCC összehasonlításához méréseket végeztünk egy nagy méretű kamrával kétféle feszültségkiosztás mellett, túlnyomással (2 m bar) és anélkül egyaránt. Az MWPC módot a CCC kamrákban jelen lévő térformáló szálak föld-potenciálra való kötésével közelítettük. (Ezen elrendezést nem azonos a térformáló szálak nélküli MWPC-vel, de attól való kismértékű eltérése számolható [HG15] [85] [43].)

Az erősítéstérképet a döntött szálsíkú kamra nyalábtesztes vizsgálatához hasonlóan végeztem, de kozmikus sugárzást használva, a mérési összeállítás a 33. ábrán látható. A vizsgálandó kamrán való dőféspontot a kettő dimenzióban pozícióérzékeny detektoraink digitális jeleiből (MT) származtattam minden eseményre.



35. ábra. A 34. ábra középső szeleteinek projekciója.

Az adatanalízis ennek megfelelően, kétdimenzióban virtuálisan szegmentált nagy kamrán, a korábbiakhoz hasonlóan folyt, az erősítéstérképeket a 34. ábra mutatja. Jól látható az MWPC és CCC mód közötti jelentős különbség: az oszlopok és a kamra oldala által bezárt részen a nyáklemezek kis kipúposodása miatt az MWPC esetén számottevő erősítéscsökkenést tapasztalunk, amely a CCC mód esetén nem jelentkezik.

A 35. ábrán az erősítéstérkép középső szeletén (középső 4 cm széles tartományra integrálva) láthatjuk, hogy MWPC esetén közel 30% az átlagos eltérés, míg a CCC esetben nem éri el a pár százalékos mérési pontatlanságot sem.

A fenti számításoknál a kipúposodás miatti sodródási tér és sűrűség változást, illetve az E/p effektust nem vettem figyelembe, mivel a fenti effektusok elhanyagolhatóan kis mértékűek jelen esetben, valamint gyakorlatban a mért teljes töltés a detektálás alapja.

Ezzel igazoltam, hogy a közeli katódos technológia alkalmas akár nagy méretben is kis anyagmennyiséggel, kiváló uniformitású, mechanikailag toleráns kamrák építésére.

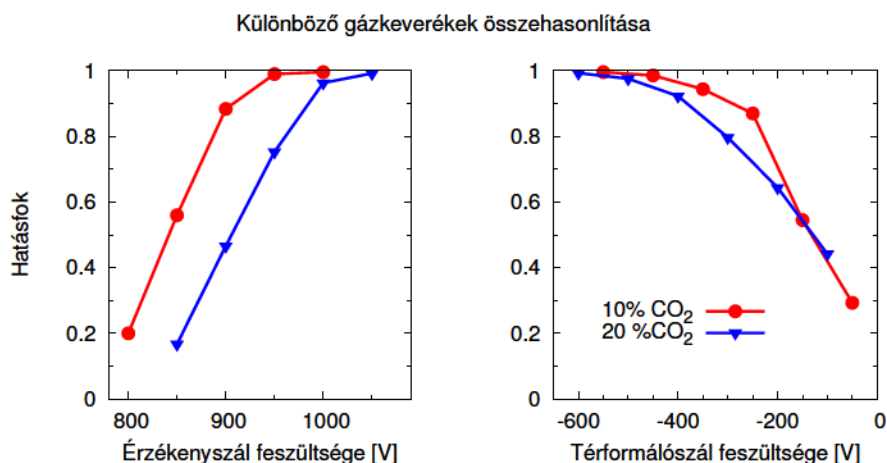
5.7. Digitális észlelési hatások és uniformitása

Már megmutattam, hogy a CCC kamrák kiválóan működnek, legalábbis ami az analóg kiolvasott jeleket illeti. A HPTD detektorban a CCC kamrákat azonban digitálisan fogjuk kiolvasni, így igen fontos, hogy a parkettákon keletkezett jelek illetve a digitális elektronikák is megfelelőek legyenek.

A digitális elektronikák egyetlen küszöbszintjének állításával valójában egy vágást tehetünk az alacsony, zajszint közeli töltésértékekre. Magas küszöb esetén nem észleljük a kis energialeadásokat, míg túl alacsony küszöb esetén hamis beütéseket is rögzítünk, így a digitalizációs vágást érdemes csupán kicsivel a zajszint fölé tenni.

A kamra működésének egyik legfontosabb jellemzője a hatásfok, amely megmutatja, hogy az áthaladó részecskék mekkora hányadát észleljük. A parkettákon keletkező jelek az elektronlavina méretével, így módon az alkalmazott nagyfeszültséggel nőnek, ezzel növelve a digitális észlelés valószínűségét. (Azonban túlságosan nagy feszültségek esetén megnőhet a nem kívánt kisülések valószínűsége, aminek jó példája a 6.3. és 6.4. fejezetben vizsgált TGEM alapú kamrák szikrázása.)

A méréseket a CERN PS T10 nyalábjánál végeztük. A hatásfok vizsgálatához tudnunk kell, hogy részecske haladt át a detektoron, amit legegyszerűbben szcintillátorok koincidenciájával oldhatunk meg. A véletlen koincidenciák és a helyfüggés vizsgálhatósága érdekében én a szcintillátor jelet csak triggernek használtam és a vizsgálandó kamrától független többi kamra jelét használtam a részecske indikátorának.



36. ábra. A CCC-7-es kamra hatásfok görbéi a kétféle vizsgált Ar:CO₂ gázkeverék esetén.

Egy adott kamra vizsgálatához az analízis során a többi kamra által meghatározott részecskepályát vettem alapul. Amennyiben volt egyetlen egyértelmű pálya, amely áthaladt a vizsgálandó kamrán is, megnéztem, hogy az extrapolált áthaladási hely környékén (± 1 parketta) volt-e beütés a vizsgálandó kamrában. Ezek összeszámolásával definíció szerint pontosan megadható a hatások.

A hatások jelentősen függ az alkalmazott feszültségektől és a gáztól. Mint azt az analóg mérésekből láttuk a katódfeszültség csak másodlagos szerepet tölt be az erősítés kialakításában [HG15]. Egy kritikus érték felett (≈ -300 V) már az összes elektront időben eljuttatja az érzékeny szálakhoz. A katódfeszültséget a későbbi mérések során -500 V-on rögzítettük.

A CCC kamra viselkedésének számítógépes kalkulációiból [85], valamint a korábbi laboratóriumi mérésekből is látható, hogy az egyes elektródok feszültségei körülbelül $U_{SW} : U_{FW} : U_C = 10 : 3 : 1$ arányban járulnak hozzá az erősítéshez.

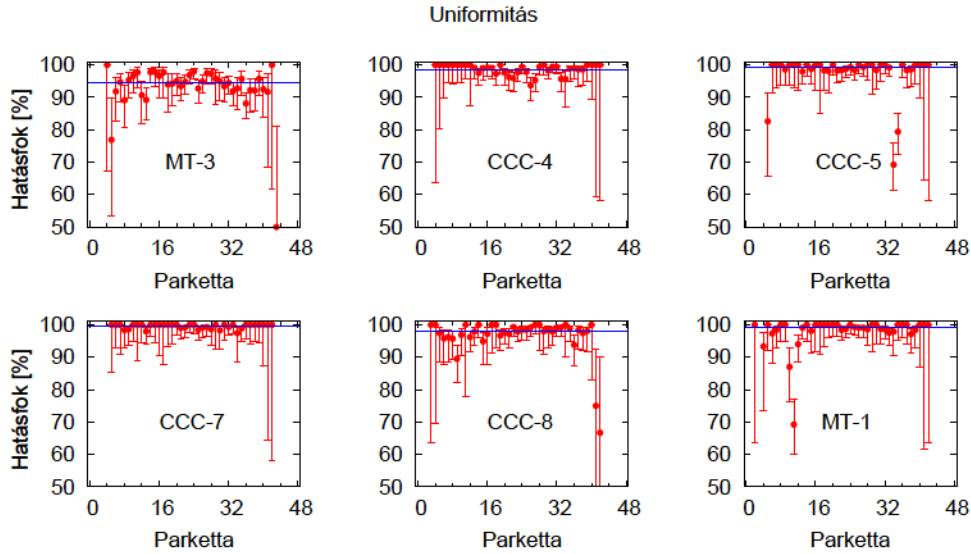
Az érzékeny szálak feszültségének változtatása esetén a térformáló szálak feszültsége volt fix, míg fordított esetben fordítva. A méréseket többféle gázkeverékkel megismételtük (Ar+CO₂ gázkeverékek, 90%+10% illetve 80%+20% arányban). Egy CCC kamra feszültségfüggő hatásfokát mutatja a 36. ábra, ahol látható, hogy mindkét gázkeverék esetében elérhető volt a kiváló hatások.

CCC kamrák uniformitása digitális kiolvasás esetén

A kamra megfelelő működésének a hatások az egyik legjobb indikátora, ám a lokális hibákra igen érzékeny (például egyedi elektronikák meghibásodása). A kamra jeleinek helyfüggését is figyelembe véve definiálhatjuk a kamra hatásfokának térképét, uniformitását.

A hatások számításához hasonlóan a vizsgált kamra kivételével a többire illesztett egyértelműen meghatározott egyenes pályából indultam ki. Amennyiben a kamra a megfelelő helyen megszólalt, jó eseményként regisztrálom, ellenkező esetben nem. Ezen eseményszámlálást nem a teljes kamrán, hanem annak egy tetszőlegesen választott particionálásán (teljesen diszjunkt felbontásán) vizsgálva megkaphatjuk a hatások térképét. A partíciókat az analízis során a parkettákhoz (azaz az elemi elektronikai csatornákhoz) igazítottam.

A 37. ábrán látható hat kamra hatásfoktérképe / uniformitása a 95%-os likelihood határokkal, valamint a teljes kamra hatásfokával. Az ábrán kiválóan látszik, hogy a kamra hatásfoka igen egyenletes. A nyaláb és szcintillátorok méretéből adódóan az egész kamrát nem lehetett egyszerre vizsgálni, a nyaláb szélén a kisebb beütésszám okozza a kamrák szélein a nagy statisztikus bizonytalanságot.



37. ábra. Az ábrák az egyes kamrák helyfüggő hatásfokát (uniformitását) mutatják, a bizonytalansági határok a 95%-os valószínűséget (likelihood) jelzik. A folytonos kék vonal a teljes kamra hatásfokát mutatja. Látszik, hogy a vizsgált CCC kamrák 95-98-99%-os hatásfokot hoznak, hibán belül egyenletesen.

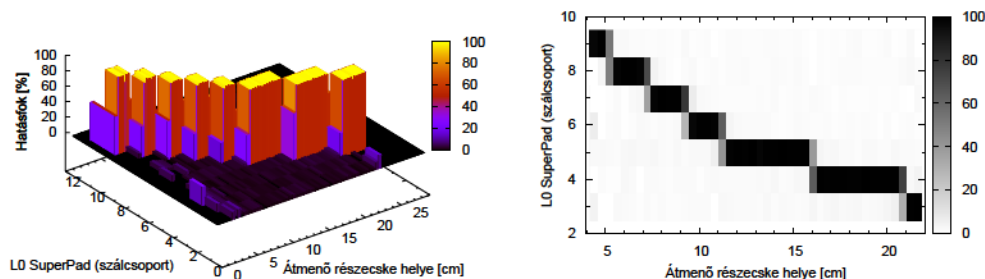
Egyes kamráknál látható, hogy néhány csatornához jelentősen kisebb hatásfok tartozik, mint a többihez (például: CCC-5: 33,34). Ezek az erősítő elektronikák egyes csatornáinak elromlását mutatják és az elektronika cseréjével kezelhetők.

Szuperparketták hatásfokának mérése

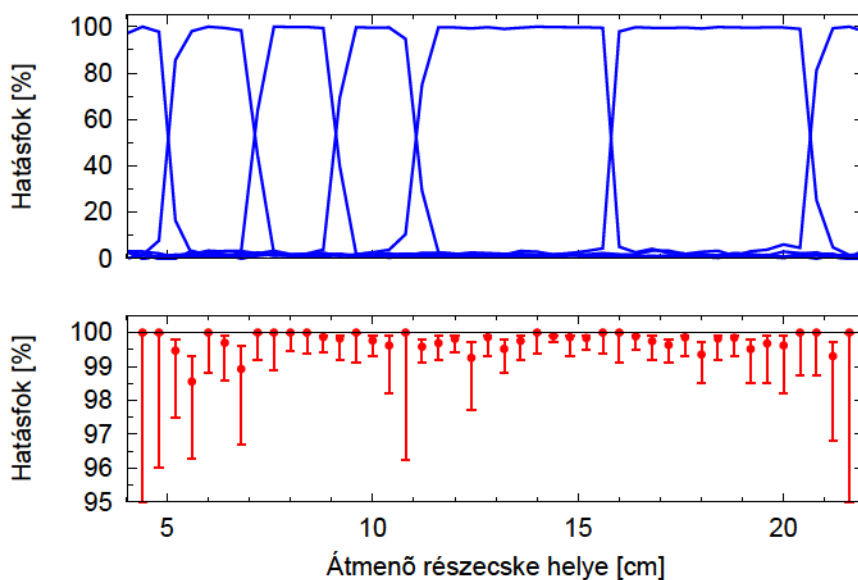
Az L0 kamrákban kialakított szuperparketták hatásfokát is vizsgáltam. A mérés során az L0 kamrák elé és mögé elhelyezett MT kamrák segítségével meghatároztam az áthaladó részecske helyét (a 5.6 és 5.7. fejezetben leírtakhoz hasonlóan), majd megvizsgáltam, hogy amely szuperparketták szólaltak meg.

Ezek egyszerű korrelációja megadja az L0 kamra térképezését és parketta-szintű hatásfokát; az eredményeket a 38. ábra mutatja. Az ábrán jól láthatóak a 2 cm-es és a 4,8 cm-es szuperparketták, és azok kiváló hatásfoka.

Az egyes szuperparketták helyfüggő megszólalási valószínűségét és a szuperparketták határán átmenő részecskék detektálási valószínűségét mutatja a 39. ábra. Látható, hogy a kamra jóval 99.5% feletti átlagos hatásfokkal rendelkezik, a bizonytalanságok a limitált statisztikából erednek.



38. ábra. Az L0 kamra térképezését is mutató superparkettánkénti hatásfoktérkép, perspektivikus és felülnézeti módban.



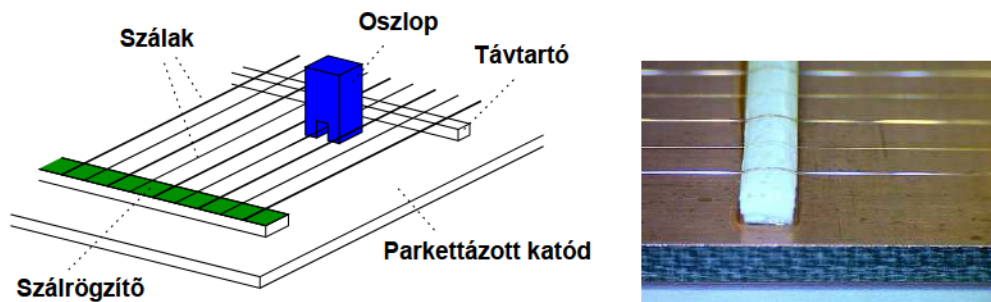
39. ábra. Az L0 kamra superparkettáinak helyfüggő megszólalási valószínűsége (fent) mutatja a superparketták határának kis mértékű elmosódottságát. A teljes L0 kamra uniformitása (lent) kiváló hatásfokot mutat (a skála 95%-tól indul). A feltüntetett bizonytalanság a 90%-os likelihoodhoz tartozó értékeket mutatja.

5.8. Távtartók effektív hatásának mérése

Bár a klasszikus sokszálas kamrákkal ellentétben a CCC esetén a szálsík és a katódsík távolsága nem kritikus, a nagyon hosszú szálak belógásának elkerülése érdekében a masszív kereteket igénylő nagy feszítőerő helyett néhány távtartóval támasztottuk alá a szálsíkot. Ezen távtartók a szálvezetők magasságában rögzítik a szálsíkot néhány egyenes mentén a kamrában; egy ilyen távtartó fotóját mutatja a 40. ábra.

A távtartó helyén és körülötte természetesen a kamra nem lesz érzékeny. A távtartók hatásának méréséhez szükség van a részecske áthaladási helyére valamint a kamrában leadott energia értékére egyaránt (hasonlóan, mint a 5.6. illetve a 5.7. fejezetben). A helymeghatározáshoz nem használhatjuk a vizsgálandó kamra parkettáinak jelét, mivel az nem független az ott leadott energiától, így a méréshez a két dimenzióban is pozícióérzékeny MT kamrákkal végeztem a pályameghatározást.

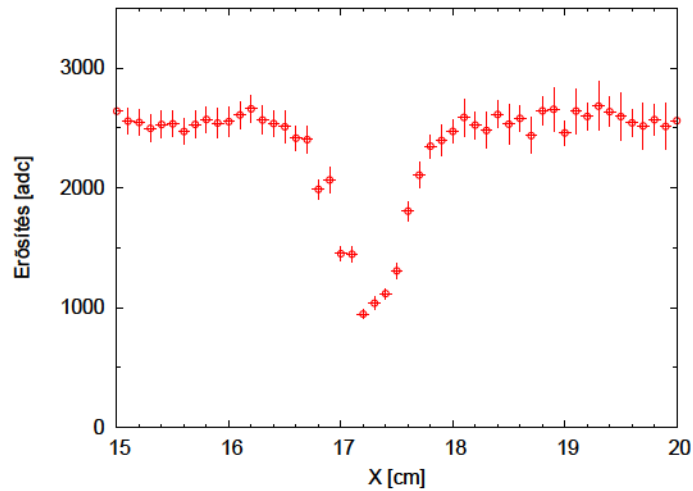
Részecskenyalámban és kozmikus összeállításban is vizsgáltuk ezen elrendezést (lásd 26. illetve 33. ábrák). Előbbi a finomabb struktúrákról, míg utóbbi a nagyléptékű illetve integrált viselkedés meghatározásához praktikus.



40. ábra. (bal) Vázlatos rajz, amely mutatja, hogy a nagy területű kamrát oszlopokkal és távtartókkal láttuk el a szálak behajlását, illetve a túlnyomás feszítésének ellensúlyozására. (jobb) Fénykép egy 2 mm széles távtartóról a hozzáragasztott szálsíkkal együtt.

A mérésben szcintillátortriggereket alkalmaztam a pontos időkijelöléshez. A digitálisan kiolvasott MT kamrák jelei alapján meghatároztam a részecske pályáját, melyből kiszámítottam a vizsgálat alatt álló kamrával való döféspontját. Az kamra analóg jelét mérve az erősítés pozíciófüggése meghatározható (mint a döntött szálsíkú elrendezésnél a 5.6. fejezetben).

Az adatok kiértékelése során meghatároztam a kétdimenziós erősítéstérképet, melyen jól láthatóak a távtartók okozta hatásfokcsökkenések. A kamrán a távtartóra merőlegesen (egy adott



41. ábra. A mért analóg jel átlagának pozíciófüggése. Jól látható, hogy a száltartó csupán pár milliméteres effektív kiesést jelent.

tartományra) integrálva a beütés és mért töltésértékeket kvantifikáltam a távtartó hatását.

A 41. ábrán látható az kamrában keletkezett jel nagysága a részecske áthaladási helyének távtartóra merőleges koordinátájának függvényében. (Láthatjuk, hogy még közvetlenül a távtartó felett sem csökken nullára az érzékenység, mivel az elektronok egy része a távtartó melletti érzékeny szálak felé sodródhat, ahol már kialakulhat az elektronlavina.) A fenti görbe konstanstól való eltérésének integrálja adja a távtartó effektív vastagságát.

Az általunk használt 2 mm széles távtartók esetén az érzéketlen rész ezek alapján effektíve 4 mm-nek felel meg. A körülbelül 20 *cm*-enként elhelyezett távtartók esetén ez 2% relatív holtteret jelent. Látható, hogy ez a megoldás jelentősen kedvezőbb, mintha több kisebb egymás mellé helyezett kamrából kellene összeállítani a rendszer.

A nagy méretű kamráknál használt oszlopokat hasonló módon megvizsgáltam, az okozott holtter a négyzetmilliméter nagyságrendjébe esik, így elhanyagolható jelentőségű.

5.9. Helyfelbontás és pozicionálás vizsgálata

A több elemet tartalmazó detektorrendszereknél igen fontos az alrendszerek globális illetve lokális pozicionálása, valamint deformációik ismerete. Ezek időben illetve a környezet változásának hatására (például az alkalmazott mágneses tértől) változhatnak. Nagy kísérletekben ennek meghatározása igen összetett feladattá válik [86], akár több ezer szabadsági fokkal. Az optikai méréseken túl maguk a mért adatok, rekonstruált részecskepályák is segítik a precíz helyzetmeghatározást.

A csupán néhány párhuzamos kamrából álló L1-es tesztmérés esetén a probléma szerencsére nagyban leegyszerűsödik. Mivel detektorunk felbontása a milliméteres skálán mozog, így a kamrák keretéül szolgáló állvány pontosnak tekinthető, és csak a kamrák "x" (parkettákra merőleges) irányú igazítása lesz kérdéses. Ezen paramétert a használt összeállításban egy kézzel állítható csavar rögzítette, amely segítségével 10 mm-en belül állítható volt a kamrák helyzete. A megfelelő pozicionálás a mintázatkéréshez nélkülözhetetlen.

A detektorok relatív eltolódását a rekonstruált részecskepályák segítségével vizsgáltam. Mágneses tér hiányában a részecskék (mind a kozmikus, mind a nyalábtesztek esetén) egyenes vonalú pályán haladnak. A részecskepályát a kamrákon lévő klaszterekre illesztett egyenessel azonosítottam. Minden kamrán meghatározható a pálya illetve a klaszter távolságának eloszlása. Az eloszlás szélessége a kamra helyfelbontását adja, míg átlagának nullától való eltérése a nem megfelelő relatív pozicionálásra utal. Ez az érték ugyan nem maga a kamra relatív pozíciója, hiszen a többi kamra helyzetétől is függ, ám nem rossz közelítést ad a kérdéses értékre. Így módon néhány iteráció után megkaphatjuk a megfelelő pozíciókat.

Természetesen ez azt jelenti, hogy a pontos pozicionáláshoz már az elején rendelkezésünkre állt minden információ, azaz létezik "egylépéses" módszer is: ha a kamrák fenti pozicionálási pontatlanságát egyszerre kívánjuk minimalizálni.

Legyen N párhuzamos kamra, nyalábirányban z^n távolságban, relatív x irányú pozíciójuk: d^n , ahol: $n = 1..N$. A mért I darab N -pontos eseménynél a klaszterek középpontjai: y_i^n , az illesztett egyenes pedig: $m_i \cdot z^n + b_i$, ahol $i = 1..I$.

A minimalizálandó mennyiség: a d^n -ek figyelembe vételével kapott hibák a teljes eseménysoron:

$$ERR = \sum_i \sum_n (m_i \cdot z^n + b_i + d^n - y_i^n)^2 \quad (16)$$

ennek minimumát keresve a megfelelő parciális deriváltak b_i, m_i, d^n szerint

rendre:

$$\frac{\partial ERR}{\partial b_i} \Rightarrow \sum_n (m_i z^n + b_i + d^n - y_i^n) = 0, \forall i \quad (17)$$

$$\frac{\partial ERR}{\partial m_i} \Rightarrow \sum_n (m_i z^n z^n + b_i z^n + d^n z^n - y_i^n z^n) = 0, \forall i \quad (18)$$

$$\frac{\partial ERR}{\partial d^n} \Rightarrow \sum_i (m_i z^n + b_i + d^n - y_i^n) = 0, \forall n \quad (19)$$

Mivel a rendszer invariáns a x irányú eltolásra illetve elforgatásra, így a ha d^n megoldás, akkor $D^n = d^n + A_0 z^n + B_0$ is megoldás, ahol A_0 és B_0 tetszőleges valós konstansok. Ezért tehetünk még két megszorítást a rendszerre, legyenek ezek a következők: a teljes detektorrendszer "maradjon a helyén" :

$$\sum_n d^n = 0 \quad (20)$$

valamint forgassuk úgy, hogy a kozmikus illetve nyalábrészecskék átlagos beesési szöge zérus legyen:

$$\sum_i m_i = 0 \quad (21)$$

Az (17) egyenletből m_i -t kifejezve és beírva a (18) egyenletbe kapjuk:

$$\frac{\sum_n y_i^n - N b_i}{\sum_n z^n} \sum_n z^n z^n + b_i \sum_n z^n + \sum_n z^n d^n - \sum_n z^n y_i^n = 0 \quad (22)$$

Az egyszerűbb írásmód kedvéért bevezetem az következő jelöléseket: $Z = \sum_n z^n$, $B = \sum_i b_i$, $Y^n = \sum_i y_i^n$, $Y_i = \sum_n y_i^n$, $\overline{UV} = \sum_n u^n v^n$. Így az előző egyenletből a nevezőt eltüntetve kapjuk:

$$\overline{ZZ} Y_i + Z \overline{DZ} - X \overline{ZY}_i = b_i (N \overline{ZZ} - ZZ) \quad (23)$$

A (19) egyenlet a kezdeti megszorítások miatt egyszerűen

$$I d^n = Y^n - B \quad (24)$$

Ezt z^n -el szorozva és összegezve minden n -re a kapott kifejezésből \overline{DZ} -et beírva a (23) egyenlet i -re összegzett változatába kapjuk:

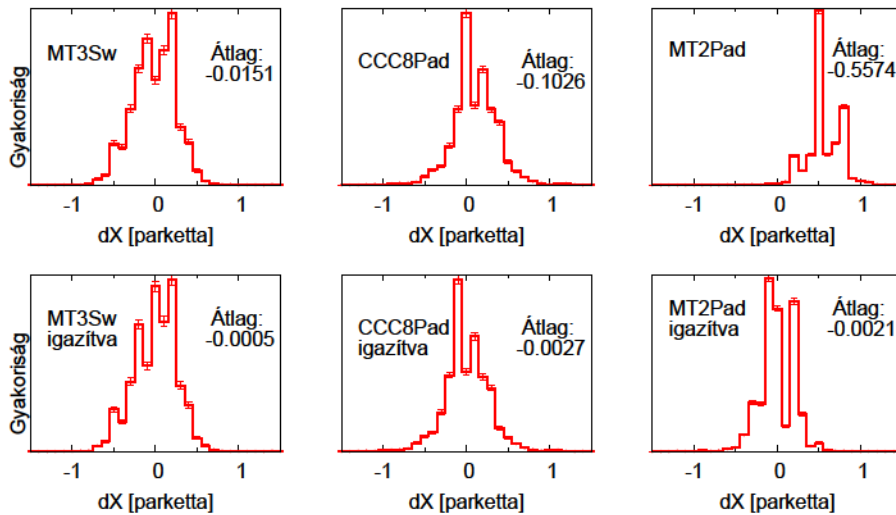
$$\overline{ZZ} Y + IZ \left(\frac{\overline{ZZ} Y - ZZ B}{IZ} \right) - Z \overline{ZY} = B (N \overline{ZZ} - ZZ) \quad (25)$$

amiből azonnal adódik: $BN = Y$, amit beírva a (24) egyenletbe:

$$d^n = \frac{NY^n - Y}{IN} = \frac{\sum_i y_i^n}{I} - \frac{\sum_i \sum_n y_i^n}{IN} \quad (26)$$

Az analízis során a fenti számítások alapján az "előanalízis" részben (lásd 5.4. fejezet) kiszámolom a relatív pozicionálást egy adott futtatáshoz. Ezt használom az analízis során a kamrák lokális- és a rendszer globális koordinátarendszere közötti átváltáshoz; például a globális pálya meghatározásához a lokális klaszterekből, illetve a fordított irányban a hatásfokok számításához.

A 42. ábrán a 2010-es tesztmérés egyik futtatására láthatjuk a fenti igazítás hatását három véletlenszerűen választott kamrára. Jól látható (és az ábrán lévő számok is mutatják), hogy az igazítás utáni átlagos várható eltérés a parkettaméret századrésze pontossággal zérus, ami igazolja a fenti módszer használhatóságát ezen egyszerű rendszeren.



42. ábra. Egyes kamrákon talált klaszterek és a teljes rendszerrel meghatározott részecskepálya adta pont eltérése. A felső sorban a nyers adatokból, az alsó sorban a fejezetben kifejtett pozicionálás után.

Helyfelbontás mérése

Az egyedi CCC kamrák helyfelbontását megkaphatjuk a kamrán hagyott beütés/klaszter helyének és az igazi pálya metszési pontjának különbségéből képzett eloszlás szórásából. Az igazi pályát természetesen nem ismerhetjük, ám megfelelően sok kamra esetén az összesre illesztett egyenes igen jól közelíti azt. A méréshez egy relatíve sok réteget tartalmazó HPTD elrendezést (2011. nyári tesztmérések: 7 párhuzamosan elhelyezett kamra) használtam.

A 42. ábrán látszik három kamra esetére az illesztett egyenes beütéstől mért távolságának eloszlása. A felbontást az előbbi eloszlás szórása adja,

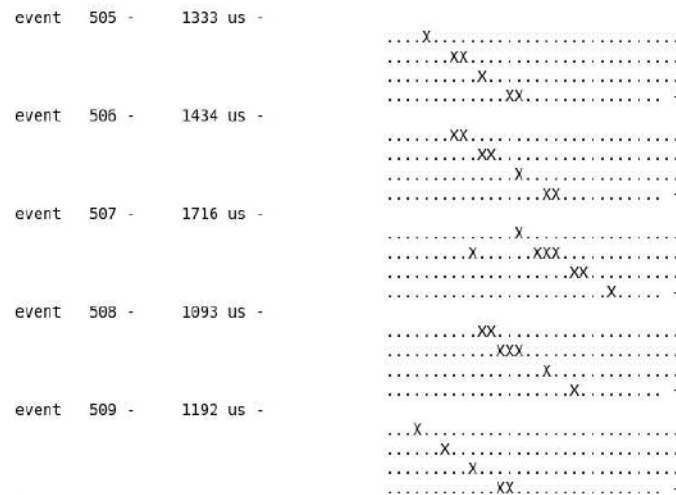
amely mindegyik kamra esetén ≈ 0.3 parketta azaz ≈ 1.3 mm.

A fenti eredmény közel van a digitális kiolvasás esetén várt (ideális esetben adódó $\frac{PadSize}{\sqrt{12}} = 0.28 \times PadSize$) értékhez. Természetesen analóg kiolvasással a CCC kamrák felbontása is javul: szálirányban és merőlegesen rendre 0.56 mm illetve 0.09 mm, ezt részletesen a [HG16] cikkben tárgyaljuk.

A helyfelbontásból adódóan a naiv szögfelbontás is meghatározható a pár kamrából álló rendszerekre, amely ekvidisztáns L távolságú N elemű rendszernél:

$$\Delta\alpha \approx \Delta x/L/\sqrt{N}$$

Megjegyzendő azonban, hogy a HPTD L1-es rendszerében nem egyszerűen egy rekonstruált beesési szögből, hanem a kamrarendszeren hagyott teljes mintázatból következtetünk a beérkező részecske impulzusára (lásd 4.4. és 5.12. fejezet).



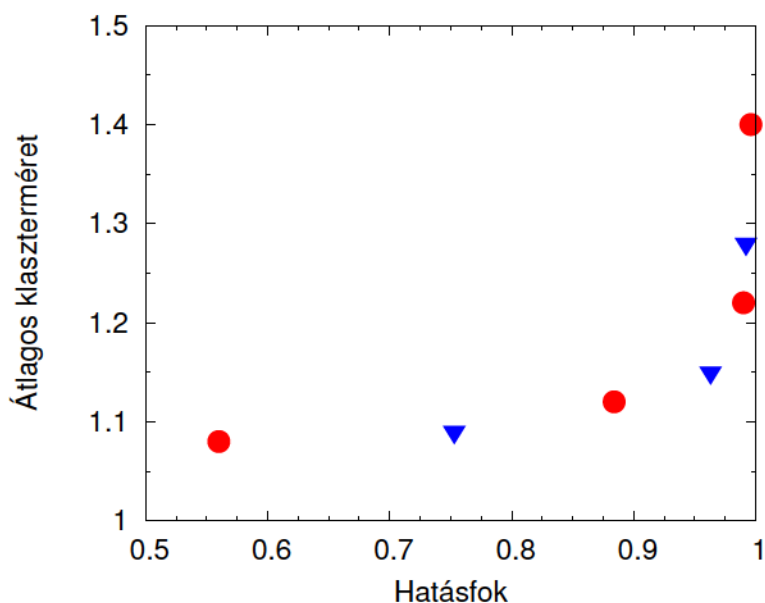
43. ábra. A mérőprogram (lásd 5.3. fejezet) által online, ASCII-ban vizualizált, néhány esemény. Az esemény sorszámát és a mikroszekundumban eltelt időt követően láthatóak a digitális jelek, ahol az "X" karakter az 1-es a "." karakter a 0 bitnek felel meg. A négy L1 kamrát tartalmazó mérésben jól látható minden eseményben a nagy szögben érkező egyedi részecskék pályája.

5.10. Kis klaszterméret demonstrációja

A CCC kamrákról érkező digitális jeleken a klasztereket többféleképpen lehet definiálni, jelen esetben az egybefüggő "1"-esek sorozatát fogom érteni ez alatt. A klaszter mérete az azt alkotó megszólaló parketták száma, az áthaladó részecskéhez rendelt hely pedig a klaszter közepe (amely egy félegész szám a kamra lokális koordináta-rendszerében).

Néhány eseményben kiolvasott digitális jelsorozat ASCII vizualizációját mutatja a 43. ábra, amelyen a szögben beérkező részecskék nyomát szemmel is jól láthatjuk.

A HPTD-L1 részében alkalmazandó CCC kamrák egyik nagy előnye, hogy a relatív kis méretű klaszterek segítségével a digitális kiolvasás ellenére is kis betöltöttséget érhetünk el. A klaszterek mérete a szálsík távolságán túl a lavina méretével, így a hatásfokkal függ össze közvetlenül. Megvizsgáltam a merőlegesen érkező MIP-ek keltette átlagos klaszterméret és a hatásfok feszültségtől való függését, ezek korrelációját mutatja a 44. ábra. (A HPTD-nél az ideális eset a 100 % hatásfok és 1.0 átlagos klaszterméret lenne.) Fontos észrevétel, hogy láthatóan a hatásfok-klaszterméret görbe nem függ a gázkeverék összetételétől (a vizsgált mintán).



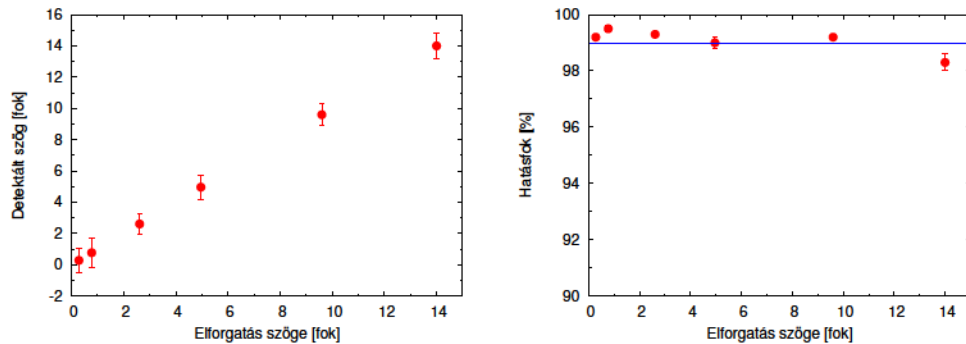
44. ábra. Átlagos klaszterméret a kamra hatásfokának függvényében; látható, hogy az alkalmazott gázkeverékek esetén azonos. A két szín a kétféle használt gázkeveréknek felel meg Ar:CO₂ 90:10 illetve 80:20 arányban.

Nem merőlegesen beérkező részecskék esete

Az ALICE mágneses terében haladó töltött részecskék szög alatt érik el a HPTD-t alkotó CCC kamrákat. Így fontos megvizsgálni a kamra válaszát a nem merőlegesen érkező részecskékre is. A CERN PS T10-es zónájában végzett nyalábmérésen a párhuzamosan elhelyezett kamrákat egy közös keretre erősítettük, amely egy forgatható állványhoz volt rögzítve. A rendszert a nyaláb irányához képest elforgatva könnyen vizsgálhatóvá vált a kamrák szögfelbontása, illetve a kamrák hatásfokának szögfüggése.

Egy négy CCC kamrából álló összeállítás fenti módon vett szögmeghatározó képességét a 45. ábra mutatja. A detektált szórás a kamrarendszer felbontásának és a nyaláb irányaszórásának együttese. Látható, hogy a beesési szög növekedésével a felbontás jelentősen nem romlik.

Nagy beesési szögek esetén a részecske adott parketta feletti pályadarabjának várható hossza csökken, így romlik a hatásfok is. A 45. ábrán látható, hogy a CCC kamrák detektálási hatásfoka a VHMPID számára érdekes szögtartományban (10 GeV/c az ALICE-ban a HPTD helyén 2.1° -ot jelent), sőt bőven azon túl is kitűnő.



45. ábra. (bal) Négy kamrából álló CCC rendszer szögmeghatározó képessége. Az ábrán a detektált szög a beállított szög függvényében látható, a feltüntetett hibák az eloszlás szórását mutatják (amely a nyaláb és a kamrák együttes bizonytalansága).

(jobb) CCC kamrák hatásfoka a beesési szög függvényében. A nagy impulzusú részecskékhez fontos pár fokok tartományban (és azon túl is) a hatásfok kitűnő.

5.11. Időzítés mérése

A HPTD detektor L0 kamráinak igen gyors és megbízható jelet kell adniuk az ALICE trigger rendszerének még az L0 küldési idején belül (600 ns) (lásd 4.4. fejezet és [28]).

Az L0 kamrák időzítésének vizsgálatára a PS nyaláb kiváló környezetet biztosított. Technikai okok miatt az időzítést egyszerre csak egy csatornán vizsgálhattuk, így a nyalábot definiáló kis méretű szcintillátorokat az L0 kamra egy adott szuperparkettája elé és mögé helyeztem el.

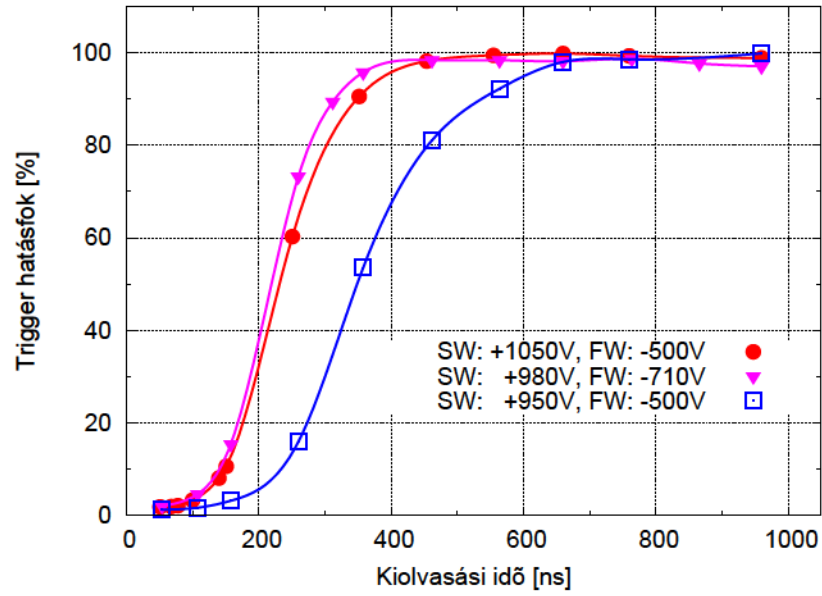
A szcintillátorok erősített jelét a mérőszobában diszkrimináció után koincidenzába kötve kaptunk trigger az adott L0 szuperparkettán átmenő részecskékre. Ezen koincidenzá jel késleltetettjét vizsgáltam koincidenzában az L0 kamra digitális jelével. A szcintillátorok koincidenzáját így tekinthetjük olyannak, mintha az LHC/ALICE kísérletbeli ütközési jelzésnek (Bunch Crossing) felelne meg. Természetesen maga a szcintillátor, a szcintillátor jelének erősítője, a kábelek és a koincidenzá egység mind késleltetik ezt a jelet, ezek ismerete szükséges a pontos abszolút mérés elvégzéséhez. (Ezért is nem indulhat a mérési görbe 0 ns késleltetéstől az ábrákon.)

A vezérlőteremben a koincidenzájelhez adott extra késleltetés állításával megvizsgáltam, hogy az L0 kamrák a digitális elektronikával milyen időzítés mellett érik el maximális hatásfokukat.

A jelformálási időt két alapvető paraméter határozza meg. Első sorban természetesen meghatározó az elektronok begyűjtési ideje, mely a sodródási térerősségtől függ (és a gáztól is jelentősen, de ezt a mérések során nem változtattuk), amelyet a katódfeszültséggel állíthatunk.

A digitális elektronika esetén azonban igen fontos az is, hogy a kamrában keletkező analóg jel erősítettje mikor éri el a diszkriminációs küszöböt, (nagyobb jel esetén korábban), így a teljes erősítés is szerephez jut az időzítésben.

Ennek kvatifikálásáért a standard beállításon túl ($U_{SW} = 1050$ V, $U_{FW} = -500$ V, $G = 5,6 \cdot 10^3$) megvizsgáltam kisebb erősítés (950 V, -500 V, $G = 1,0 \cdot 10^3$), valamint normál erősítés és nagyobb katódfeszültség (980 V, -710 V, $G = 6,6 \cdot 10^3$) esetén is. Az eredményeket a 46. ábra foglalja össze, amelyen jól láthatóak a fenti katódfeszültségtől és teljes erősítéstől való függések. Nominális beállítás esetén is elértük az ALICE-L0 triggerhez való 600 ns-os küszöböt, mivel már 500 ns után is maximális hatásfokot ért el a rendszer.



46. ábra. Az L0 kamrák digitális jelének hatásfokának időfüggése; már 400 ns után nagy hatásfokot ér el a kamra triggerelési hatásfoka, így megfelel ALICE L0 kamrának.

5.12. Mintázatok logikai kezelése

A HPTD L1-es triggerének alapvető feladata az eseményválogatás: A detektor rétegeiben hagyott részecskenyomok bináris jeleiből kell kitalálni, hogy volt-e nagy impulzusú részecske. Ezen nagyon ritka eseményekhez tartozó nagy hatásfokú és tisztaságú keresési algoritmus kidolgozásához a probléma matematikai megfogalmazásával tettem javaslatot a mintázathalmazok és módszerek használatára.

Ha a bináris lehetőséget $B = 0, 1$ halmaznak nevezzük, akkor a teljes detektorban keletkező mintázatok ("teljes mintázatok") halmaza egyszerűen $T = B^{N \cdot L \cdot K}$, ahol N a rétegek száma, L a ϕ irányú míg K az η irányú parkettafelbontás. Mivel ezen teljes mintázathalmaz túl nagy, még a modern FGPA-s számítási kapacitások számára is (számossága körülbelül 10^{6000} egyetlen egy négyzetméteres darabra !) ezért mindenképpen szükséges a feladatot egyszerűsíteni.

Vezessük be az "egyrészecske-nyom" fogalmát, amely egyetlen részecske keltette mintázat a detektorban. Természetesen ezek T egy részhalmazát adják (E).

Definiáljunk egy R rendezést (nem teljes rendezés, csak részleges rendezés) mint relációt a fenti T halmazon, amely megmutatja, hogy egy mintázat tartalmazza-e a másik mintázatot. Legyen a rendezési elv a következő:

$$a, b \in T : R(a, b) \iff \forall l, n, k \quad a_{nlk} \leq b_{nlk} \quad (27)$$

Ezen alapokkal megfogalmazhatjuk a keresési feladatot a fenti fogalmakkal. Legyen adott a számunkra érdekes egyrészecske-mintázatok halmaza, jelen esetben a 10 GeV/c-nél nagyobb impulzusú részecskék által hagyott lehetséges nyomok $S_{\geq 10}$. A kérdés, hogy van-e érdekes részecskékre utaló mintázatdarab a detektált $a \in T$ teljes mintázatban:

$$\exists ?s \in S_{\geq 10} \quad R(s, a) \quad (28)$$

Vegyük észre, hogy a teljes mintázatok egy kommutatív monoidot (egységelemes félcsoport) alkotnak az egymásra szuperponálásra, mint műveletre nézve.

$$a, b \in T : (a + b)_{nlk} = \max(a_{nlk}, b_{nlk}) \quad (29)$$

Ezt felhasználhatjuk, ha egy teljes mintázatot az egyrészecske nyomokkal szeretnénk leírni. Jó fizikai közelítés ha a teljes mintázatot mint az azt keltő egyedi részecskék mintázatainak szuperponálásával írjuk le. Természetesen előfordulhat, hogy az egyetlen részecske által a detektorban hagyott energia nem elegendő a parkettajel megszólaltatására, ám több részecske azonos

helyen már megszólaltatja az adott bitet, ám ez a gyakorlatban (különösen a jelen nagy hatásfokú detektoroknál) elhanyagolható.

Az egyedi részecskék szuperpozíciójával kapott mintázat

$$a(r^1, r^2, \dots)_{nlk} = r_{nlk}^1 + r_{nlk}^2 + \dots \quad (30)$$

relációban áll az r^1, r^2, \dots részecskék által együttesen keltett mintázattal, sőt, az fenti közelítés helyességének értelmében tekinthető azonosnak, így a továbbiakban ezeket vegyük egyenértékűeknek.

A fenti struktúra még nem egyszerűsíti a mintázatkeresést, csak annak módját adja meg. Az egyszerűsítésekhez a jelenség fizikájához kell visszafordulnunk és kihasználnuk, hogy a 4.4. fejezetben ismertetett módon a parketták mindkét irányban radiálisan növekednek. Az ütközésben keletkező elsődleges részecskék η iránya nem változik mozgásuk során, így első közelítésben elég a "sík mintázat"-okat (B^{NL}) vizsgálnunk. A transzverzi irányban pedig a parketták egy látszólagos gömb/gyűrű struktúrát alkotnak, így a egyes részecskék által keltett mintázatok forgásszimmetriája a detektorban egy eltolási ekvivalenciával egyenértékű. Definiáljuk a fentieknek megfelelő ekvivalenciarelációt a T halmazon:

$$a, b \in T, \quad a \sim b \iff \exists dl, dk \in \mathcal{Z} : a_{nlk} = b_{n, l+dl, k+dk} \quad (31)$$

láthatjuk, hogy ez valóban ekvivalenciareláció, hiszen szimmetrikus, tranzitív és triviálisan reflexív. Ezzel az ekvivalenciával, mint maggal faktorizálhatjuk a teljes mintázatok T halmazát, sőt, ami még jelentősebb, az egyrészecske mintázatok is. Így a keresendő minták egy kicsi, S/\sim faktorhalmazra redukálódnak. Mivel nagy impulzusú részecskék csak kissé görbülnek, így maximalizálhatjuk az értékes egyrészecske minta L -beli "szélességét", amivel $|S_{\geq 10}/\sim| = 2^{N \cdot MaxL}$.

A fenti faktorhalmazokon is értelmezhető az összeadás és tartalmazás, ám az nem a T -belinek homomorf képe. A keresendő mintahalmaz faktorához érdemes igazítani a vizsgálandó mért detektorválasz egyes darabjait, így definiálhatjuk a :

$$F_{dl,k} : T \rightarrow B^{N \cdot MaxL}, F(a)_{n,l} = a_{n, l+dl, k} \quad (32)$$

függvényt, amely a teljes mintázatból egy η szeletben a dl -lel eltolt $MaxL$ hosszú részt vágja ki.

Ezen fogalmakkal a mintakeresés a következőképpen alakul: A keresés minden η szeletre (k) párhuzamosan végezhető. A finom felbontású ϕ irányban (l) folyamatosan lépnek be az adatok a CCC kamrák digitális elektronikáiról. Mindig vegyük az utolsó $MaxL$ széles darabot, és nézzük

meg, hogy van-e benne a keresett mintahalmazból. Tehát a mért mintázaton ($m \in T$) így néz ki:

$$\forall k \ \forall l \ \exists? s \in S_{\geq 10} / \sim : R^{\sim}(s, F_{l,k}(m)) \quad (33)$$

Ezen egyszerű keresési módszer könnyen implementálható a kívánt FPGA egységekbe, és időoptimalizáltan alkalmazkodik a HPTD rétegek elektronikájának kiolvasási rendjéhez. A csoportban Lipusz Csaba foglalkozott a fenti javasolt módszerem FPGA-n való implementációján, illetve együtt végeztük ennek valós CCC adatokon való tesztelését.

Mintázatkeresés számítógépes szimulációkkal

A mintázatokkal kapcsolatos szimulációs munkákat a csoportban Boldizsár László és Futó Endre végezte, különös tekintettel a különböző detektorfelbontások és geometriai elhelyezés esetén adott eredmények összehasonlítására (eredményeik [HG08] és [HG07] egyes részeiben kerültek publikálásra).

A keresendő nagy impulzusú mintázatok szimulációval lehet legegyszerűbben előállítani. Az ALICE kísérlet, más kísérletekhez hasonlóan, kialakított egy metaprogramot, amelyben a kísérlet elemeit, szimulációs és analízishez nélkülözhetetlen részeit egyesíti. Ezen C++ alapú ROOT [87] csomagra épülő ALIROOT [88] környezetben végeztük a szimulációkat. Először implementálni kellett az ALIROOT-ba ágyazott GEANT [89] [90] környezetben a detektorrétegeket a tanulmányozni kívánt pontos geometriával. (Az ALICE többi detektorát és mechanikai elemeit, illetve a velük való kölcsönhatást az ALIROOT környezet már kezelni tudta.)

Az ütközési pontból egyedi részecskék kilövésével (Geant4::ParticleGun [90]) generálhatóak az egyrészecske mintázatok adott transzverzális impulzushoz illetve impulzustartományhoz. Így megkaphatjuk a triggerelni vágyott impulzustartomány mintahalmazát (S^{gen}), azonban a nagyon ritkán előforduló mintázatok, illetve a kisebb impulzusúakkal nagyrészt átfedőket érdemes kiszűrni a fenti halmazból (S); ez ugyan a hatásfok csökkenésével jár, azonban a hibás trigger szűrő ereje igen jelentős.

A szűrés hatékonyságát egyszerűen vizsgálhatjuk ha a generált egyrészecske mintázatokon végezzük a mintakeresést, amely így megadja a vágás pontosságát. A reális impulzuseloszlással súlyozva pedig a hatásfok és a trigger tisztasága (purity) is számolható. A trigger tisztaságát a fenti módon csak alulról lehet becsülni, így igazi Pb-Pb ütközések szimulációin is le kell futtatni a mintázatkeresést, hogy ezt a kritikus paramétert pontosan ismerhessük.

Mintázatok mérési adatokban

A PS nyalábmérések alkalmával a kamrarendszer elforgatásával jól lehetett a szög alatt érkező részecskéket vizsgálni (lásd 5.10. fejezet). Ezen mérések tudnak alapjául szolgálni a mintázatok vizsgálatának is. A szimulációs mintázatvizsgálathoz hasonló módszerrel kell a kísérleti adatokkal is eljárni. Az analízis programomban lehetőség van a mintázatok vizsgálására és osztályozására is. A méréseknél fixáltam $MaxL$ értékét és minden előforduló mintázatot (melyek egyrészecske-mintázatok) rögzítettem és számoltam előfordulási gyakoriságukat. Az így kapott gyakoriságeloszlás a szimulációs kollégáknak igen fontos input, mivel ez az alapja a realisztikus detektorparaméterek szimulációkban való beállításához.

Az eseményciklus végén az R^{\sim} rendezés segítségével kiválasztottam az legelemibb egyrészecske-mintázatokat, a ritkákat az előzőek alapján elhanyagolva megkaphatjuk az adott szöget reprezentáló mintázathalmazt.

Az ALICE kísérletben az L1-es mintázatkeresés egy FPGA egységen lesz implementálva. Egy ilyen FPGA labortesztjeihez, detektorral való kommunikációjának és mintázatkereső képességének vizsgálatához is ideális volt a valós minták rögzítése. Ezek segítségével emulálhattuk a detektor későbbi működését mind próbaadatokon, mind pedig valós nyalábtesztes illetve laborban rögzített eseményeken.

Magának az FPGA egységnek a fejlesztése és funkcióinak implementálása a csoportban eleinte Lipusz Csaba, majd Melegh Hunor és Monostroti Balázs feladata volt [36] [37].

5.13. Diszkusszió

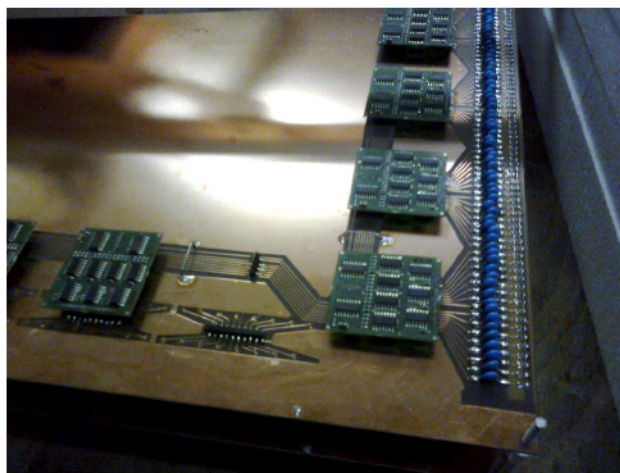
A fejezetben bemutatam a Közeli Katódos Kamrákat (CCC), amelyek a HPTD detektor egyes rétegeiként fognak szolgálni. Láthattuk, hogy a CCC elrendezés esetén a szálsík katódoktól mért távolsága első rendben nem befolyásolja az erősítést. Ennek köszönhetően a szálsíkkal közel mehetünk a parkettákhoz, így érve el a HPTD digitális kiolvasásához szükséges kis klaszterméretet (és következésképpen az alacsony betöltöttséget).

A fenti tulajdonságnak köszönhetően a CCC kamrák kiváló uniformitással rendelkeznek, nem érzékenyek a katódlapok túlnyomás okozta kipúposodására. A szálakat kis erővel kell csak feszíteni, amit az alaplapon is képes megtartani, így kis anyagmennyiséget jelent a kísérletben a CCC-t követő detektoroknak.

Kiváló hatásfoka, helyfelbontása és a kis klasztermérete ideális a HPTD L1-es és MIP kamráihoz. Időzítése megfelel az ALICE L0 triggereléshez is.

A CCC technológia nagy méretben is könnyen építhető, a 1 méter szálhosszúságú kamrák a nyalábteszteken kiválóan szerepeltek.

Mára már több $512 \times 512 \text{ mm}^2$ aktív felületű kettő dimenzióban érzékeny kamra (MT) is megépült, amelyben a HPTD-hez tervezett (a 5.3. fejezetben említettéknél újabb) kis szériás sorozatgyártásban készült végső digitális kiolvasó kártyák csatlakoznak a kamra alaplajára integrált buszokra. Egy ilyen rendszerről készült fénykép látható a 47. ábrán.



47. ábra. Fénykép az $512 \times 512 \text{ mm}^2$ -es MT kamráról. Az új típusú digitális elektronika a kamra aljára rögzül, így nem foglal el többletfelületet. Ennek megfelelően terveztem hozzá az integrált buszrendszert, amely a digitális jeleket a kiolvasási sorrendnek megfelelően viszi a kamra egyetlen szerelési oldalához.

A CCC kamrákban nem csak a parkettákon, hanem az érzékeny- és térformáló szálakon is jelentős jel keletkezik (a felső katódon keletkező jel közel tizede a többinek így azt nem érdemes használni) [HG16]. Ezt kihasználva a szálakra merőlegesen szegmentált parkettákkal, és valamely szálcsoporttal egyetlen kamrán megvalósítható a két dimenzióban érzékeny projektív kiolvasás. A harmadik elektródacsoport jeleit pedig praktikusán fel lehet használni a teljes aktív felület vizsgálatára, illetve triggerelésre.

Ezen kamrákat a REGARD csoportban a későbbiekben alkalmazott fizikai kutatásokban is felhasználtuk. A kozmikus müonokkal történő tomográfia, amelynek alapja a töltött müon közegbeli energiavesztesége és a széles energiatartományon nagy fluxust nyújtó kozmikus eredetű müonsugárzás, ma igen aktívan kutatott határterülete a részecske- és geofizikának. A módszert elsőként piramis rejtett kamráinak keresésére használták [91], mára sokféle alkalmazása ismert, egyik legérdekesebb például vulkánok belső felépítésének térképezése [92] [93] .

Az általunk készített detektor elsősorban földalatti üregek keresésére épült, amihez elengedhetetlen a mechanikai tolerancia és a kis tömeg, erre a feladatra a CCC technológia ideális választás volt. Több sikeres mérést is elvégezhattünk a detektorral laboratóriumban, mesterséges üregben és valódi barlangi körülmények között egyaránt [HG23] [HG22] [HG24] [HG25] [94].

Láthattuk, hogy a CCC kamrák ideálisak a HPTD L1-L0-MIP rétegeinek realizálására, illetve kiváló tulajdonságainak köszönhetően már más projekteknél is felhasználásra kerültek.

6. Vastag-GEM alapú nyomkövető kamrák vizsgálata

A HPTD detektorrendszer (lásd 4.4. fejezet) pozícióérzékeny gáztöltésű detektorához felmerült a modern mikrostruktúrák detektorok (4.5. fejezet) használatának lehetősége. A mérsékelt helyfelbontás és a robusztus kivitel miatt a választás a TGEM [55] [56] technológiára esett (amelyet a 4.5. fejezetben már bemutatottam).

A HPTD szempontjából fontos, hogy TGEM-ek esetén az elektronlavinák közvetlenül a parkettákba csapódnak, így az átlagos klaszterméret megfelelően kicsiny lehet a kívánt digitális kiolvasás számára. A technológia viszonylag egyszerű és nem igényel tisztatartást, valamint a mikrostruktúrák detektoroknál nem kívánatos szikrákat tolerálja, illetve a GEM-ekhez hasonlóan a parkettasík egyenetlensége sem kritikus.

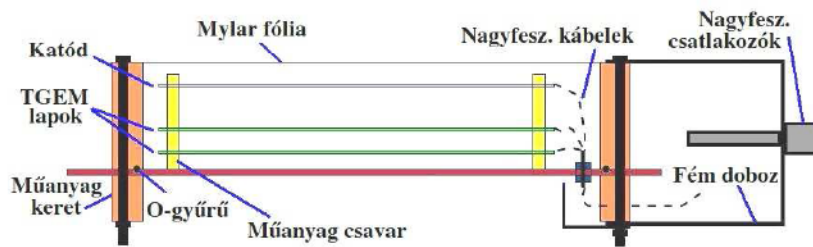
A CERN Nyári Diák programja (CERN Summer Student [95]) keretében volt szerencsém megismerkedni a GEM és TGEM technológia alapvető előnyeivel, és volt alkalmam méréseket is végezni ilyen detektorokon. Ezen tapasztalatoknak nagy hasznát vettük, hiszen a mi csoportunk volt Magyarországon az első, akik mikrostruktúrák gáztöltésű detektorokkal kezdtek el foglalkozni.

Az általunk használt TGEM lemezeket a CERN-ben gyártattuk le (Rui de Oliveira NYÁK- és MPGD-gyártó műhelyében [96]), az akkori standard lyukkonfigurációs paraméterekkel (lyukátmérő $300\ \mu\text{m}$, lyuktávolság $800\ \mu\text{m}$, perem $60\ \mu\text{m}$, vastagság $400\ \mu\text{m}$) $10 \times 10\text{cm}^2$ aktív felülettel.

Az összeállított dupla-TGEM kamrát laboratóriumban és részecskenyalában is teszteltük, az alapvető megértésen túl különösen a HPTD-hez való alkalmazhatóság szempontjából. Méréseink analízisével a CCC-k esetén bemutatott főbb paramétereken túl (digitális kiolvasás, hatásfok, átlagos klaszterméret) a TGEM-ek szikrázási tulajdonságait is sikerült részletesen tanulmányoznom és dokumentálnom [HG17] [HG18].

6.1. TGEM-es kamrák és méréseik bemutatása

A GEM-es és TGEM-es kamrákban a keletkező elektronlavina továbbhaladó elektronjai adják a jel nagy részét, mialatt beérkeznek az alsó (általában szegmentált) katódra. A parkettákon így megjelenő jel jut az erősítő elektronikákhoz, amelyekből két alapvetően különbözőt használtunk: analóg erősítőt és egy bitre digitalizáló erősítőt, ezeket a 5.3. fejezetben már bemutatottam. Az adatgyűjtést a 5.3. fejezetben bemutatott rendszeremmel (illetve annak korábbi, grafikus kezelőfelület nélküli változataival) végeztük ezen kamrák esetén is.



48. ábra. Két TGEM-et tartalmazó gáztöltésű detektor vázlata oldalnézetből. A TGEM lapok cseréjéhez a kamrának szétszedhetőnek kellett lennie, így a gázzárást csavarokkal szorított O-gyűrűvel oldottuk meg.

Az általunk épített TGEM alapú kamra vázlatos rajzát a 48. ábra mutatja, míg a 49. ábrán egy arról készült fénykép látható. A plexiből készült kamratestnek köszönhetően vizuálisan is lehet követni az esetleges deformációkat és szikrázásokat a TGEM lapokon.

Az 48. ábra szerint alulról felfelé haladva a kamra részei a következők: A parkettákra osztott alaplappal egy 1.5 mm vastag nyomtatott áramkörtartó lap, amelybe araldittal (Uverapid 20 [68]) vannak beleragasztva a TGEM lapokat tartó műanyag csavarok. A kamra különböző vertikális rétegeinek távolságát a csavarokon elhelyezett műanyag távtartókkal lehet beállítani. A TGEM lapok felett elhelyezkedő katódsíknak egy keretre erősített, egy oldalt alumíniummal borított mylar fóliát használtunk. A kamratest felső fele egyszerű mylar fólia volt, így a vékony rétegeket lehetőség volt rádióaktív béta forrással "átlőni".

A kamra alapvető tesztelési célokra épült, így fontos szempont volt, hogy könnyen szét- és újra összeszerelhető legyen (például új TGEM lapok vizsgálatához); ezért az alaplappal és a kamratest közötti gázzárást egy O-gyűrű adja, amelyet a kereten átmenő csavarok rögzítenek. A keret kamrán kívüli ellendarabja segít az alaplappal minél inkább sík felületűnek megtartani. A nagyfeszültségű csatlakozók és zajszűrők az érzékeny térfogaton kívül helyezkednek el egy érintés- és zajvédett alumínium dobozban. A nagyfeszültségek egy plexiből készült gázzáró átvezető csatornán keresztül (feed-through, gyakorlatilag egy plexi hengerbe ragasztott vezető) jutnak a gáztérbe.

A GEM-ekhez hasonlóan, egyetlen TGEM effektív erősítése relatíve alacsony ($\approx 10^2 - 10^3$), így több réteget szoktak használni. Korábbi tapasztalataink és méréseink alapján a két rétegű TGEM-es kamra mellett döntöttünk. Bár egy harmadik réteggel a töltésfelhő elmosódása révén kissé csökkenthető a szikrázási valószínűség (hasonlóan, mint GEM-ek esetén [97]),

ugyanezen okok miatt növekedne a klaszterméret is, amelyet a HPTD esetén minél alacsonyabban kívántunk tartani.

A kamrán áthaladó töltött részecske a felső TGEM és a katód között hagyott 10 mm-es katódtérben leadott energiája a meghatározó, mivel a TGEM lapok közötti, illetve alatti elektronokból származó jelek relatíve egy, illetve két erősítési fokozatnak (kb. három nagyságrend) megfelelően el vannak nyomva. (Ez a jelenség kiválóan használható kalibrációs célokra, mint a 8. fejezetben módon.)

Töltőgáznak argon (Ar) és szén-dioxid (CO_2) gázkeverékeket használtunk (5-20 % CO_2), amelynél a TGEM-eken nagyságrendileg 1 kV feszültséget kell alkalmazni a nominális működéshez (lásd 6.3. fejezet).

Az alaplap a HPTD-nek megfelelő típusú és nagyságrendű szegmentációval (4.4. fejezet) (5 mm \times 50 mm) rendelkezett; a parketták a kamra két oldalára voltak kivezetve, ahol az analóg illetve digitális elektronikának megfelelő csatlakozók helyezkedtek el.

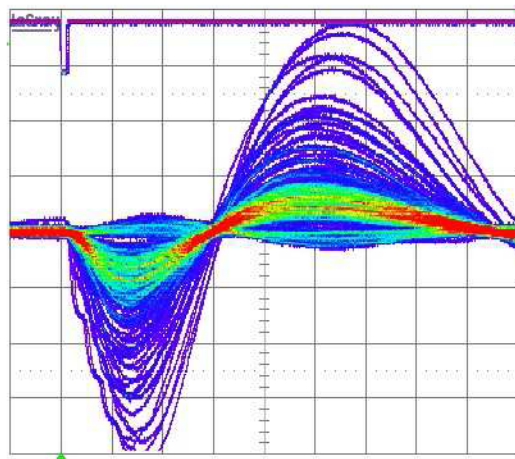


49. ábra. Fénykép a dupla TGEM-es kamráról. Az átlátszó keret mögött látható a két TGEM lap, illetve felülről a katód.

A TGEM kamrát először a Wigner F.K. Gázdetektor Laboratóriumában teszteltük ^{90}Sr béta forrással, majd a CERN PS gyorsító T10-es mérőhelyén nagyenergiás részecskenyalábbal. A kamra analóg és digitális jelei is megfelelőek voltak, kiváló jel-zaj szétválaszthatóságot és kis klaszterméreteket mértünk. Az egyetlen problémát a TGEM-ek szikrázása okozta, amelyet ezért részletesebben is megvizsgáltam [HG17] [HG18].

6.2. Analóg jelek vizsgálata

Először a kamrán áthaladó töltött részecske keltette analóg jelet kell megvizsgálni. A 50. ábrán látható néhány oszcilloszkóppal felvett jelalak, amelyeken megfigyelhető, hogy üzemi feszültségen szépen elválik egymástól a jel és a zaj. A jelek időbeli lefutása jó közelítéssel független a leadott energiától, így azt mérhetjük a jel maximuma körül kapuzott ADC-vel.



50. ábra. Az oszcilloszkópképen a MIP által keltett jel időlefutása látszik, valamint az azt követő túllövés. A felső NIM jel a részecske áthaladtát jelöli ki, a vízszintes osztás $1 \mu s$. Láthatjuk, hogy a jelalak formája jó közelítéssel független annak nagyságától.

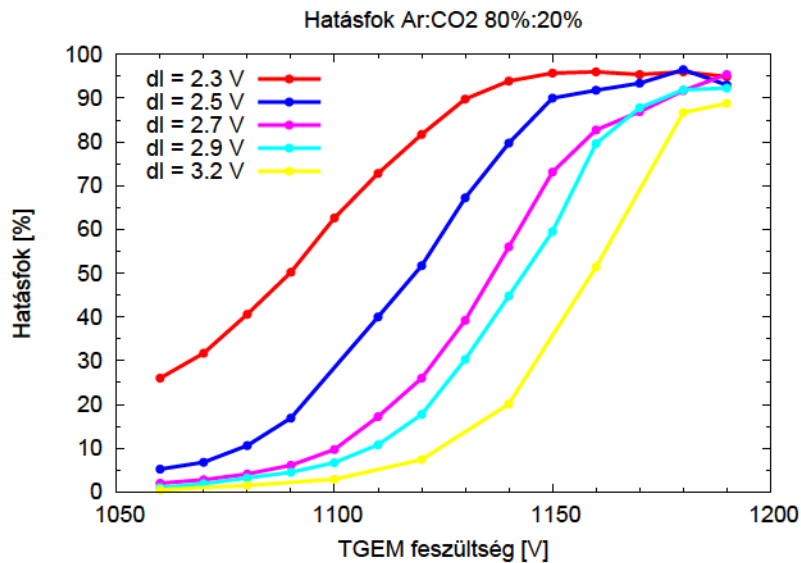
Az áthaladó részecske által leadott energia a Landau eloszlást követi [25] [39], ennek mérését egyszerűen az analóg jelek mérésével (CAMAC ADC) végeztük. Az egymás melletti csatornák analóg jeleit vizsgálva pozitív és a negatív korreláció is megjelenhet. Ha a keletkező elektronlavina két parketta határára érkezik, mindkét kapcsolódó csatorna megszólal, így pozitív korrelációt tapasztalunk. Az egyetlen parkettára koncentrálódó nagy lavinák esetén azonban a szomszédos parkettákon a kapacitív csatoltságuk miatt ellentétes előjelű kis jel jelenhet meg. Ezt a kiolvasott ADC jelek segítségével megvizsgáltam [HG18], ám a jelenség elhanyagolható. Megjegyzendő, hogy a HPTD detektornál a digitális kiolvasásban a pozitív korrelációk az átlagos klaszterméretet növelik kissé, amíg a negatív korrelációk rejtve maradnak.

A kamra analóg jeleinek vizsgálata során megállapíthattuk, hogy az összeállítás alapvetően megfelelően működik. A végső detektorban a jeleket az egy bites digitális elektronikával fogjuk kiolvasni, így a továbbiakban az ilyen típusú méréseket tárgyalom.

6.3. Digitális hatásfok közvetlen mérése

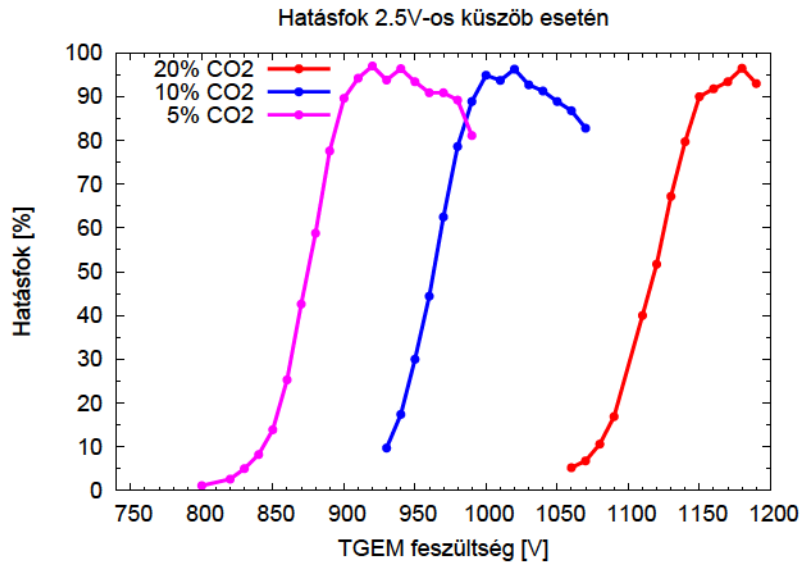
A HPTD-hez ideális működési paraméterek megkereséséhez elsősorban a hatásfokot kell megvizsgálni a nagyfeszültség és az elektronikák digitalizációs küszöbszintjének függvényében. A következő méréseket és tesztek a CERN PS gyorsítójának T10-es zónájában végeztük, amely az ALICE hivatalos tesztzónája.

A mérések során a részecskenyaláb útjában elhelyezett kamra előtt és mögött szcintillátorokat helyeztünk el, amelyek koincidenciájára triggereltük a kiolvasást. Mivel a szcintillátorok lényegesen kisebbek voltak a kamra méreténél, így minden trigger egy-egy kamrán áthaladó részecskét jelentett, tehát a hatásfok egyszerűen a beütéssel rendelkező események és az összes esemény hányadosaként határozható meg (pár rétegnyi pozícióérékeny detektor nélkül nem használható a 5.7. illetve 5.7. fejezetben bemutatott pontosabb módszer). A fent említett két paraméter szisztematikus változtatásával végzett mérések eredményeit mutatja a 51. ábra.



51. ábra. Detektálási hatásfok változása az alkalmazott TGEM feszültség függvényében különböző digitalizációs küszöbszintek esetén.

Látható, hogy a hatásfok minden küszöbszintnél szépen szaturálódik 90% fölött, tehát a kamra alapvetően "látja" az áthaladó részecskéket. A küszöbszint emelésével azonban adott hatásfokot csak nagyobb erősítés (így nagyobb TGEM feszültség) alkalmazásával érhetünk el. Kis feszültségek esetén ($U_{TGEM} \approx 1050$ V) ahol a TGEM-ek erősítése igen kicsi, a zaj válik a detektált jelek domináns forrásává.



52. ábra. Hatásfokgörbék különböző Ar:CO₂ gázkeverékek esetén. Nagy feszültségeknél a görbék a megjelenő szikrázások miatt letörnek.

A 51. ábra kiválóan szemlélteti, hogy a zajszint csökkentésének ára a TGEM-ek magasabb erősítésen való üzemeltetése. A további mérésekhez a mérsékelt zajú, 2.5 V-os küszöbértékkel dolgoztunk.

A TGEM alapú kamrákban, mint más gáztöltésű detektorokban is, az alkalmazott gáz, illetve a komponensek keverési aránya meghatározó (lásd például [98]). Az általunk használt Ar : CO₂ gázkeverékekben az Ar és a CO₂ közel azonos ionizációs potenciálja miatt az elsődleges és teljes ionizáció csak kis mértékben függ a keverék arányától; ám a lavina kialakulásához használt feszültség jelentősen függ tőle.

A 52. ábrán látható a hatásfok feszültségfüggése az 5%, 10% és 20% CO₂-ot tartalmazó keverékek esetén. Látható, hogy gázösszetételtől függetlenül minden esetben hasonlóan felfutó, 95% fölé érő hatásfokgörbét kapunk.

Az ábrán megfigyelhető, hogy az emelkedő hatásfokgörbék nagyobb feszültségeknél visszaesnek; nem várt módon csökkenő tendenciát kezdenek mutatni mindegyik vizsgált keverék esetén. Ezen jelenség a TGEM-ek szikrázásához köthető, ugyanis a szikrát követően rövid időre "vakká" válik a detektor; ezt a 6.4. fejezetben majd részletesen tárgyalom.

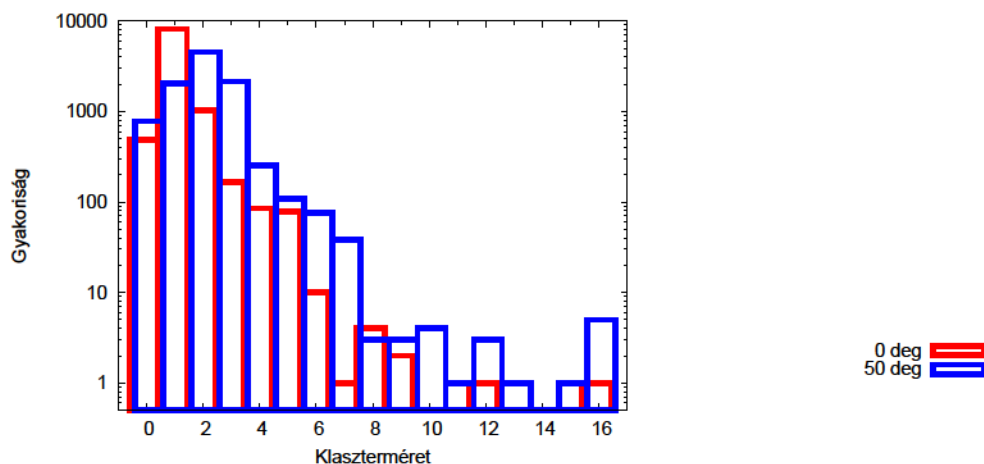
Klasztermérek szögfüggésének vizsgálata

A HPTD esetén fontos az egyedi részecskenyomok szétválaszthatósága, ám az alkalmazandó digitális kiolvasás esetén az egymásba folyó (köztük nullát nem tartalmazó) klaszterek szétválasztása nem lehetséges, így alacsony betöltöttségre van szükség. (A betöltöttség a megszólaló digitális csatornák számának aránya, amely arányos a beütések számának és az átlagos klaszterméretnek a szorzatával). Mivel a vizsgálni kívánt nehézion-ütközésekben rengeteg részecske keletkezik, így kritikus feltétel a kis klaszterméret.

A TGEM-ek használatának kifejezett előnyei közé tartozik, hogy az elektronlavina közvetlenül csapódik a parkettákba, és nem a sokszálas kamráknál megszokott sok parkettára szétterülő, kapacitíven csatolt jelet látjuk. Így módon a klaszterek várt mérete csupán pár parkettányi nagyságú. A nem merőlegesen beeső részecskék nyoma azonban természetesen szélesebb lesz a kamrában, így az átlagos klaszterméret is növekszik.

A részecskenyaláb kiváló lehetőséget ad ezen viselkedés pontos mérésére. Számunkra a parketták finom felbontású irányában (nevezzük "x"-nek) érdekes csupán a jelenség. A másik irányban a parketták hossza (50 mm) messze meghaladja a lavina szétterülésének, illetve a sodródás miatti szélesedés érdekes szögtartományba eső részének értékét.

A kamrát úgy helyeztük el egy állványon, hogy a parketták függőlegesen álljanak, így az állvány forgatásával beállíthattuk a kívánt beesési szöget. (A nyaláb illetve a szcintillátorokkal definiált trigger szögszórása ez esetben elhanyagolhatónak tekinthető.)



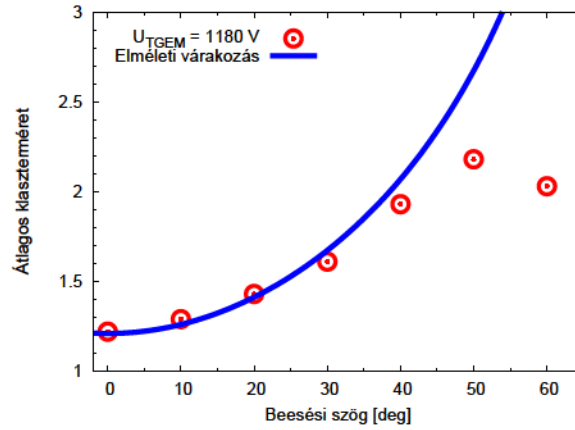
53. ábra. Klaszterméret eloszlás 0 fokos (piros) és 40 fokos (kék) beesési szögek esetén.

A 53. ábrán a merőleges és a 40° -os beesési szögű részecskék által keltett klaszterek méreteloszlását láthatjuk. Jól látható, hogy a legvalószínűbb 1-es klaszterméretet az átlagosan 2 méretű váltja fel.

Az átlagos klaszterméret növekedését a beesési szög függvényében a 54. ábra mutatja. A pályadarab vetülete a beesési szög tangensével arányos, így az átlagos klaszterméret a nullafoktól a tangenssel arányosan várható nagyobbak

$$c_\alpha^2 \approx c_0^2 + b^2 tg^2 \alpha \quad (34)$$

amely helyességét a 54. ábrán látható illesztett görbe mutatja. Láthatjuk, hogy nagy szögeknél a klaszterméret nem emelkedik tovább, sőt csökkenni kezd. Ennek oka a lokális hatásfokcsökkenés: mivel a részecskenyom parketta feletti része már nem az eredeti 10 mm, hanem a parketta szélességének (4 mm) és a szög szekánsának szorzata. Ezen részleges hatásfokcsökkenés a HPTD szempontjából nem lényeges, mivel a nagyenergiás részecskék beesési szöge kicsi lesz az ALICE-on belüli elrendezésben.



54. ábra. Az átlagos klaszterméret változása a beesési szög függvényében. A tangenssel változó elméleti várakozástól (lásd (34)) nagy szögeknél eltérés tapasztalható az effektív úthossz csökkenése miatt.

6.4. Szikrázási paraméterek vizsgálata

A gáztöltésű detektorokban nagy erősítések illetve töltések megjelenése esetén szikrák alakulhatnak ki. Vannak alkalmazások, amikor ezen szikrák a detektor normál működésének részei (pl: szikrakamrák), ám a sodródási és proporcionális kamrák esetén kifejezetten kerülendőek.

A sokszálas detektorok esetén a szál körül kialakuló nagy töltésfelhő hozhat létre kisüléseket, amelyek rongálhatják a szálakat (rosszabb esetben akár a szál szakadásához is vezethetnek). A mikrostruktúrák detektoroknál is a lavina kialakulásának helyén, GEM/TGEM esetén a lyukakban, keletkezhetnek nem kívánt elektromos áthúzások [97].

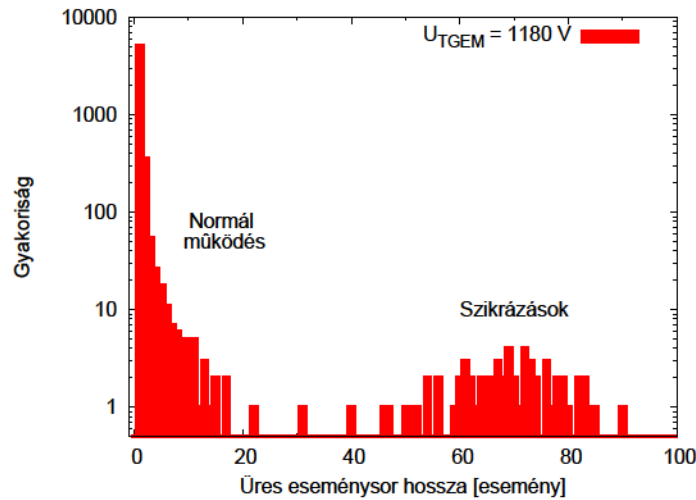
A mi TGEM alapú kamráinkban is találkoztunk szikrázással. Az átlátszó kamratesten keresztül néha szabad szemmel is látható szikrák jelentek meg, ha nagy erősítés mellett rádióaktív forrással sugároztuk be a detektort.

A (vékony) GEM-eknél a szikrázás igen veszélyes lehet, mivel akár egyetlen nagy energiás szikra hatására megolvadhat a hordozó kapton fólia; ennek következményeként a fémfelületek összeérnek, a GEM, mint detektorelem, örökre használhatatlanná válik. TGEM-ek esetén az üvegszálas epoxi, mint hordozóanyag nem olvadhat meg a szikrák hatására, így a TGEM-ek robusztusabb, szikraállóbb struktúrát képviselnek. Természetesen a szikrák hatására a felületi rétegek ugyanúgy sérülhetnek, ezért a TGEM-eket sem szabad huzamosabb ideig szikrázásnak kitenni.

A vastag GEM-ek felületét gyakran nagy ellenállású anyaggal vonják be (réz-oxid, grafit,...) amely segítségével a kisülések energiáját kívánják csökkenteni. Az ilyen "ellenálló vastag GEM-eket" nevezik ReTGEM-nek (Resistive Thick GEM) [60].

A szikrázás vizsgálatához elengedhetetlen a szikra, mint jelenség, detektálása. Természetesen precíz mérésekhez ezt nem elegendő szemmel figyelni, és ez nem is mindig kivitelezhető: például a nyalábtesztes méréseknél a részecskenyaláb jelenlétében (amikor mérünk) biztonságtechnikai okokból nem lehet a mérési zónában tartózkodni. A szikrák számlálását lehet egy speciálisan erre kifejlesztett nagyfeszültségű tápegységhez kapcsolódó műszerrel mérni, mint egy gyors adatrögzítéssel digitális árammérő [97], ám erre nekünk a mérések alatt nem volt lehetőségünk.

Az analíziseim során a szikrázás vizsgálatának egy "offline" módszerét fejlesztettem ki. A szikrák után a TGEM-ek feszültsége lecsökken (ennek visszatöltődését lenne hivatott mérni a fent említett árammérő), így míg vissza nem áll az eredeti állapot, a kamra "vakka" válik a következő részecskékre. Ezt a rövid ideig tartó feszültség-erősítés-hatásfok csökkenést lehet közvetlenül vizsgálni a felvett adatsorokon.

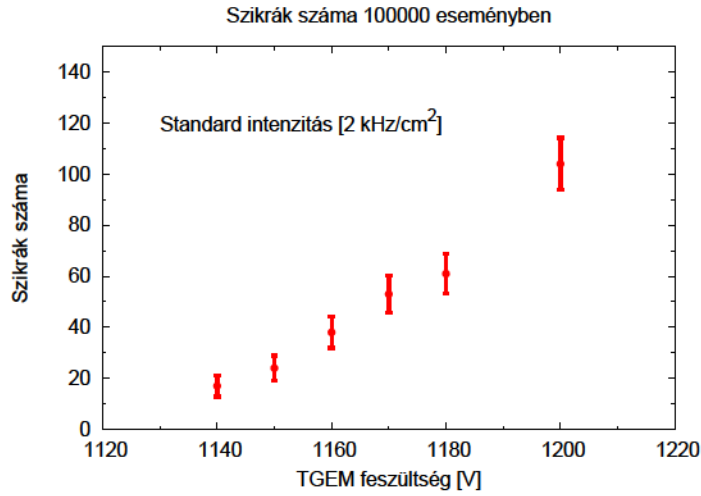


55. ábra. Az üresesemény-blokkok hosszának eloszlása. Jól láthatóan a nagy hatásfokú kamrában rövid blokkok jelennek meg, ám a szikrák hosszú időre vakká teszik a kamrát a soron következő részecskékre.

Az egymást követő üres események szekvenciájának hosszának eloszlását mutatja a 55. ábra. Jól látható rajta a kis értékeknél megjelenő eloszlás, amely a kamra normál működéséből adódik. A hosszú üresesemény-blokkoknál látható csúcs a szikrák megjelenését mutatja. A módszer természetes előnye, hogy így módon bármely korábban felvett adatsorból offline módon is rekonstruálhatóak a szikrák, ami lehetőséget biztosít részletes vizsgálatukra. Alacsony hatásfok esetén a normál működés üresesemény-blokk tartománya megnő, így elvileg nehezebben választható szét a szikráktól, ám kis erősítéseknél sokkal kevésbé jelennek meg szikrák, tehát a módszer az érdekes tartományban használható legmegbízhatóbban.

A fenti módszer segítségével szisztematikusan megvizsgáltam a szikrák megjelenésének valószínűségét a releváns paraméterek szempontjából (TGEM erősítés és beütésszám-sűrűség). Először a szikrák megjelenésének és a TGEM-en alkalmazott erősítést befolyásoló feszültségnek a kapcsolatát vizsgáltam. A 56. ábrán látható, hogy nagyobb feszültség esetén nő a szikrázási valószínűség. Megjegyzendő, hogy a szikrák száma nem az erősítéssel arányosan (a feszültséggel exponenciálisan) nő, mint azt naivan várnánk.

A kamrát érő részecskefelhő sűrűsége (beütésszám-sűrűség, rate) is befolyásolhatja a szikrák kialakulását. Ennek vizsgálatára különböző nyalábintenzitások esetén is megmértem a fenti jelenséget. Nagy intenzitásoknál nem lehetett a nagyon nagy erősítésű tartományban mérni,



56. ábra. TGEM-en kialakuló szikrák valószínűségének változása a TGEM-eken alkalmazott feszültség függvényében.

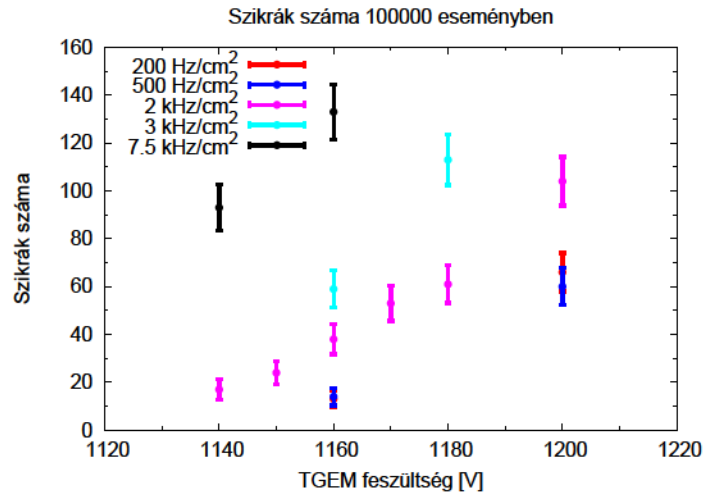
mivel a kamra túl gyakran szikrázott, ami maradandó károsodásokhoz vezethetett volna. Az eredményeket a 57. ábra foglalja össze.

Adott erősítés mellett az nyalábintenzitástól közel lineárisan függ a szikrák megjelenési valószínűsége, ami megegyezik a triviális várakozásokkal. Ezt szemlélteti a 58. ábra, amelyen a 57. ábra adott erősítésű pontjai láthatóak a beütésszám-sűrűség függvényében.

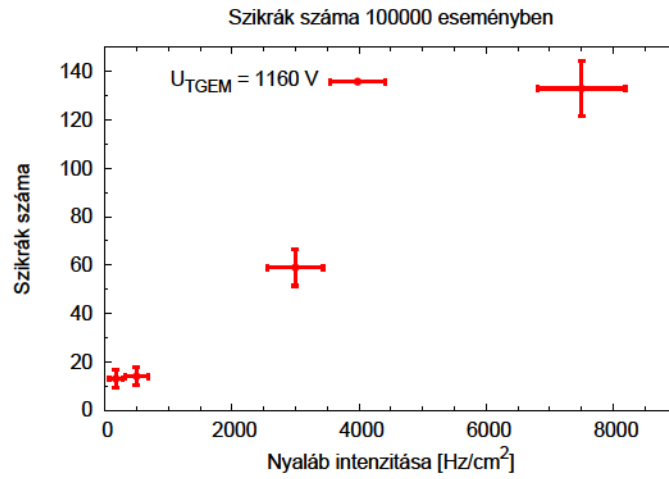
Igen fontos kérdés, hogy a szikrát követően a kamra mekkora holtidő és visszaállási idő [99] után képes újra megfelelően működni.

Az üresesemény-blokkok hosszát kiszámítva megkaphatjuk a holtidőt, ám a szikrázás utáni visszaállás nem pillanatszerű. Az analízisben az üresesemény-blokk elejét tekintettem a szikra időpillanatának, és az ezt követő események idő-megszólalás adatait gyűjtöttem a mérés minden szikrájához. Ezen adatok egyesítésével kaptam meg egy átlagos szikra időlefutását, amelyet a 59. ábra mutat. Az analízist természetesen megismételtem a különböző erősítésű TGEM-feszültség beállításokra is.

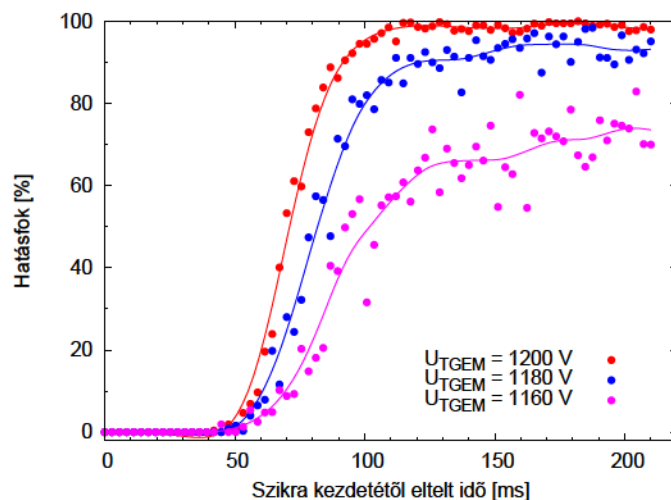
A 59. ábrán jól látható, hogy a ≈ 50 ms hosszú üresesemény-blokkot egy lassú, körülbelül 50 ms-os visszaállás követi. Összességében egy szikra hatására a detektor körülbelül 100 ms hosszan nem működik megfelelően. Ez a paraméter a TGEM szegmentálásával és a tápellátó áramkör újrastrukturálásával várhatóan csökkenthető. Az időállandó a mérések alapján függetlennek mutatkozik az alkalmazott TGEM erősítéstől.



57. ábra. Szikrák megjelenése különböző TGEM feszültségek és beütésszám-sűrűség mellett.



58. ábra. Adott TGEM feszültség esetén a szikrák megjelenési valószínűsége arányos a részecske-sűrűséggel.



59. ábra. Hatásfok (átlagos) időbeli változása egy szikrát követően. A különböző hatásfokok estén is azonos időállandójú változásban közel 50+50 *ms* után regenerálódik a kamra.

6.5. Diszkusszió

A mikrostruktúrák detektorok mind alkalmazási körüket, mind gyártástechnológiájukat tekintve fejlődő szakaszban vannak, részletes kutatásra és vizsálatra érdemesek. A HPTD gáztöltésű detektor rétegeihez a sokszálas kamrák alternatívájaként választásunk a közvetlen elektronjeleket adó, mégis robusztus TGEM elektronsokszorozóra esett. A fejezetben bemutatam dupla-TGEM detektorunkat, amelyen a vártak megfelelő kis klaszterméretet és megfelelő hatásfokot mértem.

A mikrostruktúrák detektoroknál általános problémát jelent a szikrázás jelensége. Ezt a dupla-TGEM detektoron a bemutatott újszerű offline módszeremmel vizsgáltam különböző részecske intenzitások és gázerősítés esetén. A mért holtidő és a szikrák gyakorisága miatt a detektor ebben a formában nem alkalmas az ALICE környezetbe. Ez a kérdéskör további vizsgálatokat igényel a szegmentáció, az ellenálló bevonat, az alkalmazott gáztöltés és a tápellátás oldaláról; de ez nem része a jelen értekezésnek.

A HPTD gáztöltésű detektor rétegeihez használt technológiára jelen és az előző fejezetek alapján a CCC kamrák kerültek kiválasztásra. Azonban a TGEM technológia előnyeit sikerült kihasználni a VHMPID fotondetektorának tervezett hibrid TCPD detektorban, amelyet a 8. ismertetek.

7. VHMPID tesztmérések és analízisük

Egy nagy kísérlethez tervezendő detektornál a valós körülményeket jól közelítő részecskenyalábos teszteken való szereplés meghatározó fontosságú a detektor paramétereinek optimalizálásához, valamint elengedhetetlen a szimulációk ellenőrzéséhez és fejlesztéséhez. A VHMPID Kollaboráció tagjaként több nyalábteszten is részt vettem, illetve aktívan dolgoztam az adatok analízisén.

A nyalábtesztek során a gáztöltésű Cserenkov-detektor alapvető funkcionalitási tesztjein túl, nagy hangsúlyt kapott a különböző összetevő részegységek vizsgálata. A használni kívánt sugárzó közeg, az UV-áteresztő ablak, a fókuszáló tükör, a fotondetektáló sokszálas kamra működése, valamint a CsI bevonat foto-elektron emissziós határfoka mind fontos építőkövei a teljes detektornak (lásd 4.3. fejezet). A tesztek során fontos, hogy a különböző részek (és folyamatok) együttműködése mellett, lehetőség szerint, az egyedi egységek hozzájárulását is vizsgálni.

A VHMPID Kollaboráció megalakulása óta folynak a kutatási és fejlesztési munkálatok, így a detektor tervezett elemeinek és prototípusainak mérései is. A laboratóriumi teszteken a részegységeket speciális körülmények között vizsgálhatjuk, ám a kérdések jó részét csak valódi nagyenergiás részecskékkel lehet tesztelni.

A 2008-2010-es évek során nyalábteszteket általában az ALICE tesztcsonájában, a CERN PS T10-nél végeztük. A méréseknél használhattuk a HMPID-es [27] tapasztalatokat és eszközöket, mint például korábbi fotokatódok, sokszálas fotondetektorok, az adatgyűjtő rendszer és az állítható folyadék radiátor. A használt detektorhoz folyadék és gázzradiátor is illeszthető volt kicsi aktív felületen, míg a fotondetektálási egység a HMPID-hez hasonlóan lett kialakítva.

A tesztek egyik legfontosabb feladata a használni kívánt gázzradiátor közeg (C_4F_{10}) vizsgálata, illetve a gyűrűképező tükrök használhatósága volt.

2010 őszén folytak a VHMPID első nagy méretű prototípusának tesztmérései. A mérés hivatott volt tesztelni kétféle ablak lehetőséget, a visszaverő tükröket és azok fókuszálását, a radiátor gáz fotonprodukciónak, a szükséges radiátorhosszat, a fotondetektálás határfokát, valamint a különböző méretű Cserenkov-gyűrűk detektálhatóságát. Ez utóbbi indokolta, hogy a méréseket különböző energiákon végezzük el, így a CERN PS és SPS gyorsítóinál is végeztünk méréseket alacsony (2-6 GeV/c) és magasabb (30-180 GeV/c) impulzustartományokon egyaránt.

A fejezetben ehhez a tesztméréshez kapcsolódó munkámat mutatom be.

7.1. A nagy méretű prototípus felépítése

A VHMPID detektorban a fókuszáló tükör technikának köszönhetően a keletkező gyűrű helye első közelítésben független a nagy sebességű részecske áthaladásának helyétől; ezt kihasználva jelentősen csökkenthető a fotoérzékeny detektorfelület [HG11] [HG12]. A nagy méretű prototípusban két parabolatükör kapott helyet, melyeknek felfogatási profilja mozgatható. Az egyik tükör merőlegesen lett beállítva, míg a másik kis szögben döntve, éppen úgy, hogy az első tükörrel azonos helyre fókuszáljon. A radiátortér fényképe a 60. képen látható.



60. ábra. A VHMPID nagy méretű prototípusának radiátortere. Látható a merőleges és az elforgatott tükör, valamint a radiátor effektív hosszának csökkentésére használt alumínium lemezek.

A radiátor-térfogat közel 500 literes volt, hogy a teljes detektálási felület felett biztosítsa az egy méteres radiátorhosszat. Bár több radiátorhosszat kívántunk tesztelni, nem volt lehetőség több különböző méretű kamra cserélgetésére, mivel egy ekkora térfogat többszöri tisztítása és feltöltése igen időigényes valamint rettentően drága, illetve a tükrök pozícióját is újra kellett volna finomhangolni minden cserénél.

Egy kis trükk segítségével mégis tudtunk két különböző Cserenkov-úthosszal mérni: a gáztérfogat egy-egy sarkába az előlaptól 20 cm távolságban elhelyeztünk kis alumínium lapokat, hogy blokkolják a részecske útjának elején keltett fotonokat, míg a nagy impulzusú töltött részecske

tovább tud haladni, ez a lap látható a 60. ábrán lévő fénykép bal és jobb alsó sarkaiban. Bár a tükörtől visszafelé haladó fotonoknak így is a teljes hosszra kell áthaladniuk, ezen elnyelődési effektus lényegesen kisebb hatású a keltési hossz csökkentéséhez viszonyítva.

A fotondetektálás a HMPID egy korábbi prototípus kamrájával történt. A kamra egy HMPID típusú sokszálas proporcionális kamra [27], $8.4 \text{ mm} \times 8.0 \text{ mm}$ méretű, CsI borította parkettákkal. Mivel a CsI bevonatot rongálja a gázban lévő oxigén és víz, így a fenti kamrát (ahogyan a többi hasonlót is) az évek során folyamatosan tiszta gáz árama alatt tartották. (Természetesen a jelen mérések előtt újra megvizsgáltattuk fotoérzékeny bevonat épségét, melyet szerencsére rendben találtak.)

A mérések során a fotondetektorban töltőgázként az igen kedvelt metánt (CH_4) használtuk (lásd 4.5. fejezet). Metánban a fotoelektronok felületből való kilépési valószínűsége megközelíti a vákuumértéket [62], valamint a töltött részecske által hagyott elsődleges ionizáció is relatíve kicsi más standard gázokhoz képest.

A keletkező fotonok egy ablakon át jutnak a radiátor térfogatból a detektálási térbe. A nagy méretű prototípusban két ilyen ablaknak volt helye. Az eredeti tervek szerint a kvarcüveg és a CaF_2 ablakokat tudtuk volna tesztelni ám technikai problémák miatt (nem érkezett meg időre a gyártótól a CaF_2) csak a kvarcüveget próbálhattuk ki. Az első tesztekhez a DELPHI kísérlettől kapott üvegeket használtuk, melyeken a felületükre mindkét oldalt csíkokban felpárolgatott fém csíkok (Cu-Ni-Cu) szolgáltak katódként.

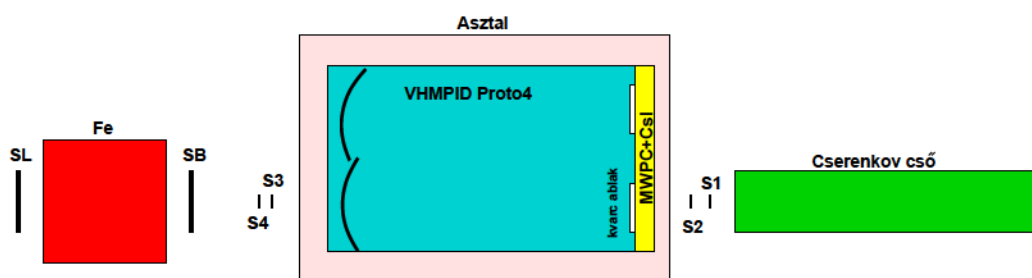
7.2. Kísérleti összeállítás bemutatása

A nagy méretű prototípus első tesztjét a CERN PS gyorsítójánál végeztük a T10-es mérőhelyen, amely az ALICE kísérlet általános tesztzónája.

A PS-ből érkező protonok egy berillium (Be) céltárggyal ütköznek, a keletkező másodlagos részecskéket impulzusuk szerint válogatják, majd a különböző impulzustartományoknak geometriailag megfelelő tesztzónába küldik. A T10-es zónához az 1.5-6.0 GeV/c impulzustartomány tartozik. Ezen másodlagos nyaláb kezelése az adott zónához tartozik, így lehetőségünk volt beállítani a használni kívánt részecskenyaláb impulzusát, intenzitását, fókuszálását egyaránt.

A nyaláb a fókuszpontjában is viszonylag nagy kiterjedésű (kb. 10-15 cm átmérőjű) valamint jelentős müon "glóriával" rendelkezik. A kamra előtt és mögött két-két kis méretű (1-2 cm) szcintillátor koincidenciájával definiáltuk az általunk használni kívánt nyalábrészt. A kísérleti összeállítást a 61. ábra szemlélteti.

Mivel a VHMPID szempontjából a részecskék sebessége a központi kérdés, így fontos volt, hogy az adott impulzusú kevert nyalábon belül meg tudjuk különböztetni a más-más fajtájú részecskéket. A nyaláb potenciálisan elektronokat, müonokat, pionokat és protonokat tartalmazhat, illetve a nyaláb töltésétől függően ezek antirészecskéit. (A relatív elektronhozam jelentősen függ az impulzustól, alacsony impulzus esetén a 20 százalékot is elérheti berillium céltárgy esetén.)



61. ábra. A nagy méretű VHMPID prototípus nyalábteszt összeállításának vázlatos rajza. A nyaláb a rajz szerinti jobb oldalról érkezik a zónába. A detektor egy mozgatható asztalon (rózsaszín) helyezkedett el. A küszöb Cserenkov detektor (zöld) és a négy kis méretű szcintillátor (S1-S4) definiálja a nyaláb használt részét. A nagy kiterjedésű teljes nyaláb érzékelésére két nagy méretű szcintillátort helyeztünk el, az egyiket egy vastömb mögé, a pion/müon szeparációt segítő.

Az elektronokat egy a PS által biztosított, gáztöltésű küszöb-Cserenkov-detektor [100] segítségével szűrhattuk ki. Ezen CO_2 töltetű Cserenkov-detektorban a belső gáz nyomásával lehetett állítani a törésmutatót a kívánt értékre, majd a keletkező fényjelet egy fotoelektron-sokszorozóval olvastuk ki; az általunk használt beállításban csakis az elektronok adhattak jelet. A müonok szűréséhez nem volt lehetőség újabb segéd detektort elhelyezni; a zóna végében felállított vastömböt, mint abszorbenst, használhattuk csak, így elé és mögé egy-egy nagy méretű szcintillátort elhelyezve megfelelő müon vétót alakítottunk ki. A nyaláb proton tartalma igen alacsony, illetve az adott impulzustatományban nem is kelt gyűrűt a VHMPID-ben, így erre nem kellett külön érzékelőt beépíteni.

Adatgyűjtő rendszer

A adatkiolvasási rendszert az ALICE integrációnak megfelelő, szimulált ALICE környezetben valósítottuk meg. A HMPID elektronikai rendszerét [27] használtuk, amely természetesen megfelelt a fenti követelménynek. A 8x10 darab Gassiplex [101] [102] kártya mindegyikére három típusú kábelcsokor érkezett: tápfeszültség, trigger és kommunikáció (a "RowController" kártyán keresztül).

A szcintillátorok koincidenenciájából előállított trigger megfelelő késleltetés után az ALICE CTP [28] szimulátornak adtuk át, ami az elektronikákat ellátta a megfelelő (L0 és L2) trigger jelekkel.

A mérések során különböző trigger-kombinációkat használtunk az aktuális feladatnak megfelelően, ám leggyakrabban a négy kis szcintillátor koincidenenciája szolgált triggerként. Az elektronok kiszűrésére beállított Cserenkov-detektor kis jelei miatt elektron vétóként nem volt megfelelő, ám elektron-minta előállítására igen. A müonvétónak tervezett vastömb kissé vékony volta miatt pion kijelölésére volt alkalmas.

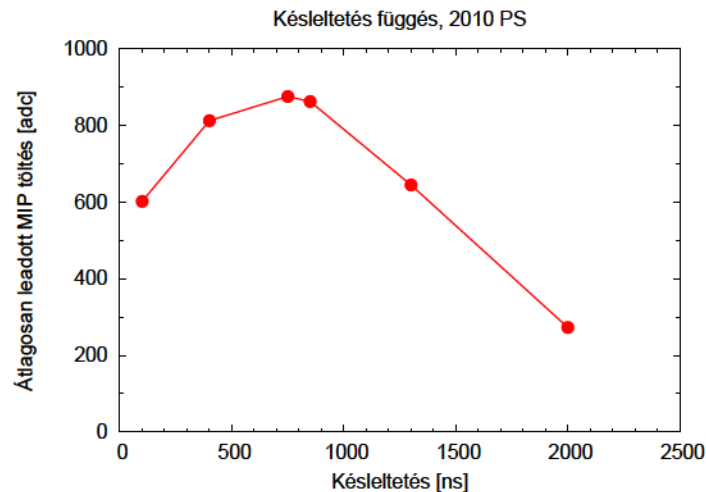
Az elmentett adatok az ALICE szabványokat követő nyers fájlformátumot tartották. Az adatfolyamban már csak a nullelnyomás után maradt értékek kerültek továbbításra. Egy ROOT szkripttel a nyers adatformátumot ASCII-olasható valós koordinátákká konvertáltam, a továbbiakban ezen kisebb és egyszerűbb struktúrájú fájlokkal dolgoztam. Az új formátum előnye nem csupán a kisebb fájl méret, hanem a további ROOT és ALIROOT rekonstrukciós lépések kihagyásával nagyságrendekkel gyorsabban, késleltetés nélkül tudtam az adatokhoz nyúlni és szinte online információt kapni az adott futás alapvető paramétereiről. (Egy 100.000-es minta rekonstrukciója, mely az ALIROOT analízis nulladik lépése, közel egy napig tartott (volna), míg a fenti módon percekben belül megvolt a konverzió, ami után az analízisem is kevesebb, mint egy percet vett igénybe.)

7.3. MIP észlelése

A keletkező fotonok és áthaladó részecskék detektálásának fő eleme a prototípus elülső részén elhelyezkedő sokszálas kamra. A HMPID detektor specifikációjától csupán kis mértékben eltérő detektort használtuk ezen tesztekhez; a sokszálas kamrában egy korábbi HMPID-es fotokatód és szálsík foglalt helyet, a katódtér elektródái voltak módosítva csupán az új feladathoz.

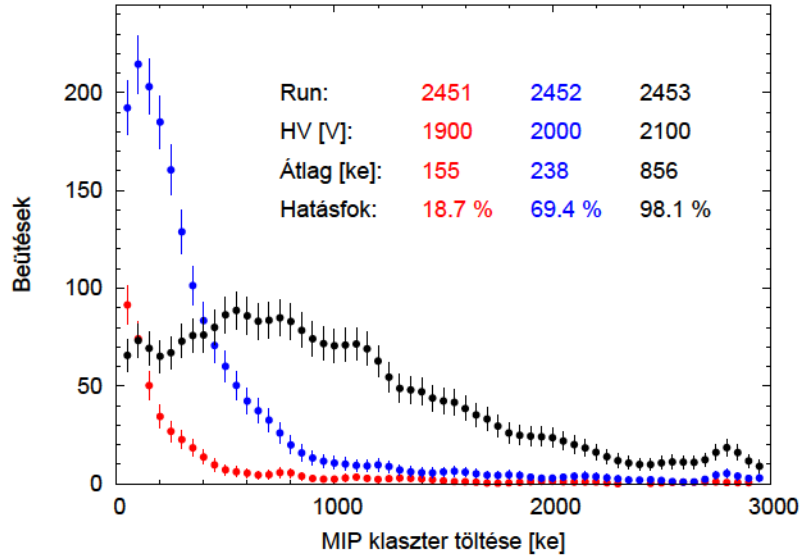
A sokszálas rész optimalizálását és elemi vizsgálatait az áthaladó töltött nyalábrészecskékkel végeztem. Elsőként a kiolvasás időzítését kellett beállítani. A használt detektoroldali *Gassiplex* alapú elektronika [101] [102] körülbelül egy mikroszekundumon át végez integrálást, így mérve a töltést a parkettákon. A jelalak időlefutását a használt előerősítő határozza meg, ám a késleltetésnél a mérési zóna és a vezérlőterem között oda-vissza futó jelek időkésleltetése is befolyásolja.

A 62. ábrán látható az áthaladó részecskék detektált jelének átlaga különböző késleltetések esetén. A késleltetési paraméter a nyaláb területen elhelyezett szcintillátorok koincidenciajelének mérőházbeli késleltetését mutatja, így ezen paraméter a részecske áthaladásához képest kb. 300 ns-mal van eltolva. A görbén látható optimális 700 ns késleltetés beállítása után ezen paramétert az összes további mérésre rögzítettük.



62. ábra. Az áthaladó részecskékből (MIP) származó jelek átlagának értéke különböző kiolvasási időzítések esetén.

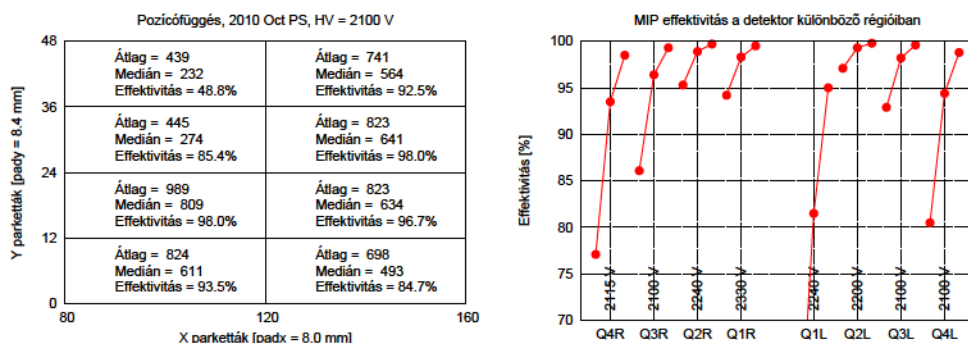
Következő lépés a metán töltőgázú sokszálas kamra nagyfeszültségének optimális beállítása. Az áthaladó részecskék által leadott energia eloszlása a Landau-eloszlást követi. Néhány mért MIP-jel eloszlása látható a 63. ábrán három különböző nagyfeszültség esetén.



63. ábra. MIP által leadott töltés eloszlása különböző alkalmazott nagyfeszültség esetén, az átlagos jel nagysággal és a detektálás hatásfokával.

Az áthaladó részecske által leadott energia relatíve igen nagy is lehet, így fontos, hogy az erősítés még a kamra számára biztonságos tartományban legyen. Viszonyítási alapnak a HMPID detektornál szokásos értékeket tekintettük, ahol a MIP jel átlaga a pár százezer elektron körül szokott lenni, ezzel érik el a $\approx 99\%$ -os MIP detektálási hatásfokot. Ez a standard HMPID kamrákban a 2000V-2050V feszültségnél valósul meg [27]. Mivel jelen esetben a kamra belső struktúrája kissé eltér az üvegre párologtatott katód miatt, így természetesen a konkrét feszültségérték is eltér a szokásostól.

Sokszálas proporcionális kamráknál a szálak precíz helyzete, feszessége, valamint a katódsíkok lapossága igen fontos. Ezen paraméterek pár százalékos eltérése az erősítésben közel tízszeres eltérést okozhat [25]. Ezen lehetséges egyenatlenségeken túl, a vizsgált rendszerben az ablaknál, a másik ablak helyén és a kamra többi részén merőben különböző katódrendszer volt kialakítva, így szükséges volt az uniformitás vizsgálata.



64. ábra. (bal) A kamra nyolc szegmensénél mért MIP töltés átlaga, mediánja és a számolt hatásfok. Látható, hogy a kamra egyes területei között jelentős eltérések voltak.

(jobb) A kamra nyolc szegmenséhez tartozó nagyfeszültség-méréssorozatok hatásfokgörbéje. Minden szegmensben más-más feszültségbeállításokat kellett használni az egyenletes erősítés eléréséhez. (A QN jelek az 1.4 kvadránsokat jelölik, az R, L betűk a bal illetve jobb oldalt.)

Az uniformitás méréshez a MIP jelek választottam. A mozgatható asztalon elhelyezett kamrát nyolc különböző pozícióba állítva végeztem méréseket, amelyeknél a kis szcintillátorok koincidienciájára triggerelve a MIP az adott nyolcad közepén pár parkettányi helyre volt koncentrálna. A töltéseloszlás átlaga, mediánja és a kamra effektivitása a 64. ábra bal oldali részén látható a nyolc szegmensre. (Az effektivitás számításánál akkor fogadtam el egy eseményt jónak, ha a teljes futás által definiált MIP régió belül volt megtalált klaszter az adott eseményben.)

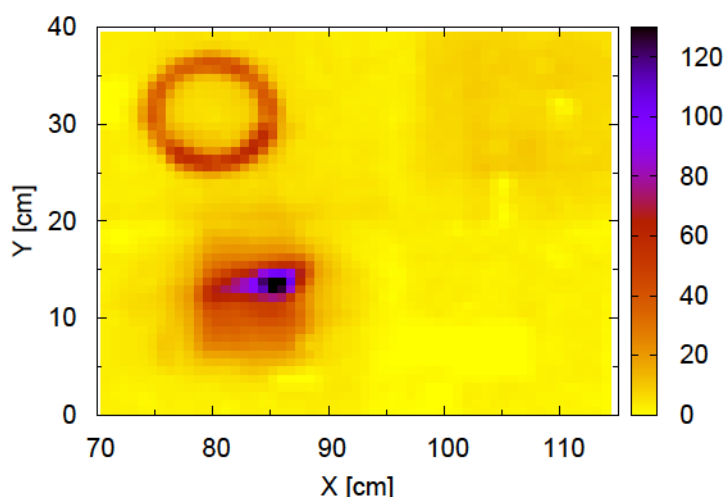
Jól látható, hogy sajnos a kamra korántsem éri el a kívánt uniformitást. Ennek kompenzálására újabb méréssorozatban próbáltam meghatározni a kamra munkapontját a nyolc különböző régióban. Látható a 64. ábra jobb oldali részén, hogy minden régióhoz található megfelelő nagyfeszültségbeállítás. Mivel a szálak az "X" irányban feküdtek a kamrán és négy szegmensre voltak osztva így csupán a kamra egy-egy fele volt egyszerre uniformmá tehető. A továbbiakban az általam így meghatározott beállításokat használtuk az összes további méréshez.

7.4. Fókuszáló geometria kísérleti ellenőrzése

A VHMPID fókuszáló geometriájának egyik nagy előnye, hogy a gyűrű helye közel független a részecske helyétől, és beérkezési szögétől is csak kissé változik. Ez teszi lehetővé, hogy a nagy akceptancia ellenére néhány kisebb felületű detektorral valósíthassuk meg a fotonok észlelését.

A koncepció kísérleti ellenőrzését kétféle módszerrel is vizsgáltam. A mozgatható asztal segítségével a kis szcintillátorokra triggerelve a kamra különböző helyeit a nyalábbal meglőve vettünk fel adatokat, amelyeken vizsgáltam a gyűrű elhelyezkedését. Ezen időigényes módszeren felül nagy statisztikákat rögzítettem egyszerűen a kamra mögötti nagy felületű szcintillátorról véve a triggert (lásd 7.2. rész). Természetesen ekkor a triggererek egy része nem tartozik nyalábrészecskéhez, ám ezen esetekben a detektorban nem lesz MIP jel, amire szűrni tudtam az analízis során. A részecskék áthaladási helyét az analízisemben offline vizsgáltam minden eseményre, így osztva partíciókra a nagy adatsort, a partíciókról külön térképet alkotva vizsgáltam a gyűrű helyzetét. Megállapítottam, hogy a gyűrű középpontjának (lásd 7.5. fejezet) mozgása egy parkettánál kevesebb a 10 cm-es beérkezési pontbeli eltérés esetén is.

A fenti feltételekkel felvett futtatás integrált töltéstérképét a 65. ábra mutatja. Az ábra bal alsó részében jól kivehető a szcintillátor téglalapos alakja és a nyalábprofil hosszúkás formája. Látható, hogy a részecskék közel 10 cm x 5 cm -es területen érkeztek, ám a gyűrű képe nem mosódik el hasonló tartományon.



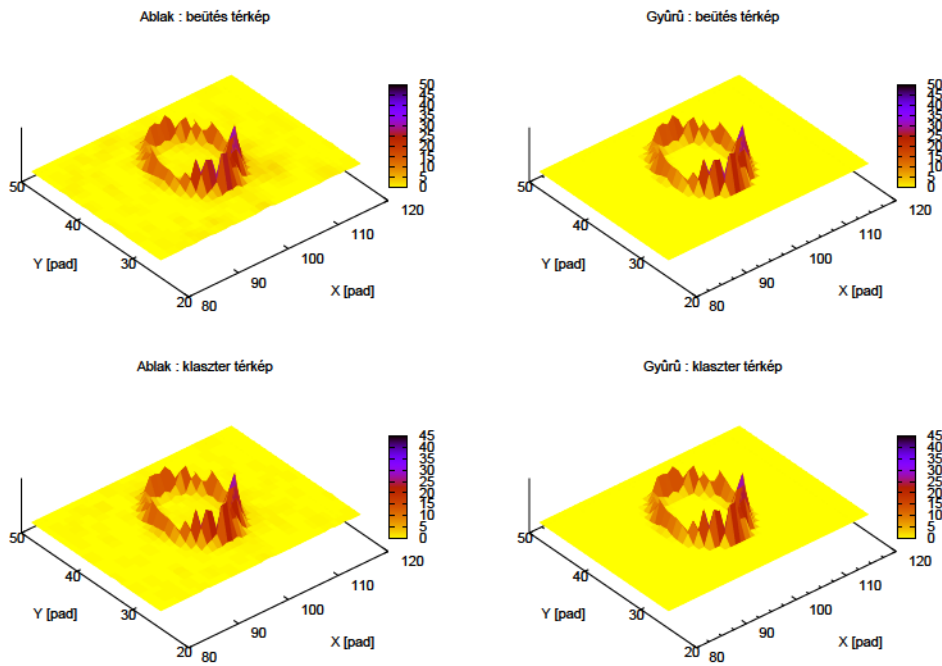
65. ábra. Klaszterek eloszlása a kamrán nagy felületű triggerrel. Szemmel is jól látható, hogy a gyűrű helye közel független a beérkező részecske helyétől.

7.5. A Cserenkov-gyűrű vizsgálata

A VHMPID detektorban a sokszálas kamra elsősorban a keletkező Cserenkov-fotonok detektálásért lesz felelős. A MIP jelek segítségével megtalálhattuk a kamra munkapontját, ám ezt a fotonikus részen is ellenőrizni kell.

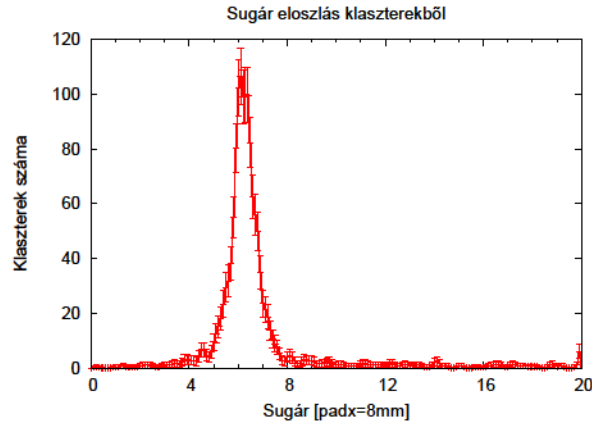
Ahogy az előző fejezetben is megmutattam, a gyűrű közepe a VHMPID-nél első rendben nem függ a belépő részecske helyétől, így a gyűrűt mindig ugyanazon a helyen, az ablaknál várjuk megjelenni.

A 66. ábrákon az ablak régióról láthatunk beütéeloszlásokat: A teljes ablak régióban illetve a gyűrű várt helyén a parketták megszólalását, illetve a megtalált klaszterek számát. A gyűrű régió kívül kevés beütés van, ezeket ezen túl zajnak tekintem (hasonlóan, mint [27]). Származásukat tekintve jöhetnek az elektronikából, a lavinánál keletkező másodlagos felvillanásokból vagy korábban áthaladt részecskék maradványjeléből.



66. ábra. Az ablak (bal oldaliak) és a gyűrű régióban (jobb oldaliak) talált beütések (felsők) és klaszterek (alsók) számeloszlása.

Az ablak régiójára való vágás egyértelmű az adatsoron, hiszen ismert a pontos geometriai helye. A gyűrű közepének definiálásához az analízis során (opcionálisan akár minden futásra) megkerestem az a pontot az ablak



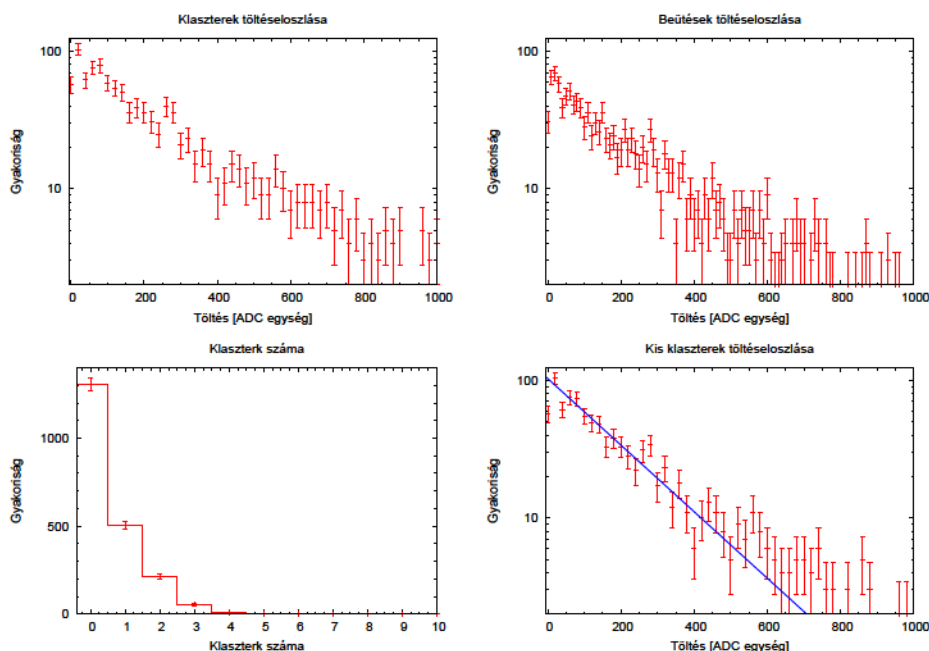
67. ábra. A fotonbeütéseknek a megtalált várt gyűrű középpontjától számított távolságának sugáreloszlása az ablak régiójában.

régióban, ahonnan a beütések távolságeloszlásának szórása minimális az adott futás integráltján (vagy annak egy vizsgált megfelelő statisztikájú részén, hasonlóan, mint a 5.4. fejezetben az alapfájl preanalízisének). A gyűrű régióját a meghatározott legvalószínűbb középponttól mért távolságban a legvalószínűbb távolságérték körüli ΔR vágással definiáltam, ahol ΔR a csúcs körüli beütések eloszlásában a szórás háromszorosa. Egy tipikus futtatásra az ablak- és a gyűrű régió beütéseloszlását a 67. ábra mutatja.

A korábban definiált MIP- és a fenti módon meghatározott gyűrű régióban a jelek nagyságának eloszlása természetüknél fogva különböző. Előbbinél Landau eloszlást várunk, míg utóbbi esetén a sokszálas kamrában kialakuló egy elektron által indított lavina statisztikáját kell lássuk, amely jó közelítéssel exponenciális eloszlás [43].

A rekonstrukció során egybeolvadó klaszterek feloldására a HMPID-nél különböző osztályokat definiáltak azok formája alapján [27], azonban jelen esetben a kevés fotoelektron miatt ez nem volt szükséges.

A 68. ábra bal felső részén látható a foton klaszterek töltéseloszlása. Mivel a fotonikus beütések többsége csak egy parkettát szólaltat meg, így utóbbi nem sokban különbözik a gyűrű régióban lévő beütések töltéseloszlásától (68. ábra jobb felső része). Egyik legjobb közelítést az egyetlen parketta méretű klaszterek adhatják [27] (68. ábra jobb alsó része), melyen úgyszintén látszik a várt exponenciális eloszlás.

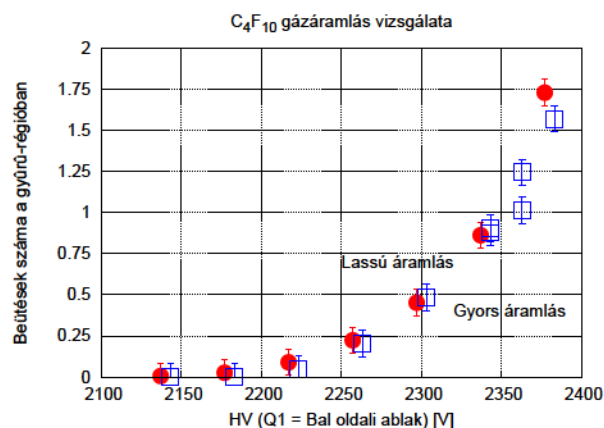


68. ábra. A gyűrű régiójába eső klaszterek (bal felső) és beütések (jobb felső) valamint a kis klaszterek (jobb alsó) töltéseloszlása. A gyűrűbeli klaszterszám- eloszlásból (bal alsó) látható, hogy az összeolvadó klasztercsoportok igen ritkák lehetnek.

A standard HMPID-közeli beállításokkal (lásd 7.3. fejezet) felvett eseményekben, bár látható volt a Cserenkov gyűrű, az azt alkotó detektált fotoelektron beütések száma igen alacsonynak bizonyult (~ 0.5 - 1.2 eseményenként), ami az eseményszintű rekonstrukcióhoz nem elégséges. Ez eredhet a radiátor vagy az MWPC gáz esetleges szennyezettségéből (bejutó oxigén és víz), vagy a sokszálas kamra nem megfelelő működéséből. Utóbbi vizsgálatára újabb nagyfeszültségű mérés sorozatot kezdeményeztem, amelynél a MIP régió feszültségét változatlanul hagytam (szikrákat elkerülendő), és csak az ablaknál húzódó szálak feszültségét változtattam.

Megvizsgáltam, hogy miként változik az erősítés függvényében az átlagos fotoelektronszám. A kezdeti növekedést 2380 V körül telítődés váltotta fel ~ 2 fotoelektron/esemény érték körül, tehát a sokszálas kamrában keletkező fotoelektronok száma valóban messze a várt alatt volt. A telítődési feszültség több száz voltal a HMPID üzemi feszültsége fölött van, aminek legvalószínűbb oka az új típusú (alakra párologtatott) katód és az ablak statikus feltöltődése.

A másik kézenfekvő gyanúsított a radiátor gáz volt. A gáz szennyezettségét a nyalábteszt alatt nem volt módunk mérni; ám a



69. ábra. Látható, hogy a gázáramlás sebessége nem befolyásolja jelentősen a fotonhozamot, tehát a radiátor tér megfelelően gázzáró.

használt C_4F_{10} gázt előzőleg többszörös tisztítás és mérés után vittük át a nyalábterületre, amelyek alapján a palackban lévő gáz megfelelőnek bizonyult. Az esetleges oxigén- és víztartalom úgy juthat be a radiátortérbe, ha az nem eléggé gázzáró. Ezt úgy vizsgáltam, hogy a nominálshoz képest háromszoros gázáramlási sebességnél is elvégeztem a fent említett mérési sorozatot (69. ábra).

Látható, hogy a nagy áramlás esetén is ugyanolyan detektált fotonszám értékeket kaptam, mint korábban, így a gázban keletkező fotonok "eltűnésének" nem a radiátortartály a forrása.

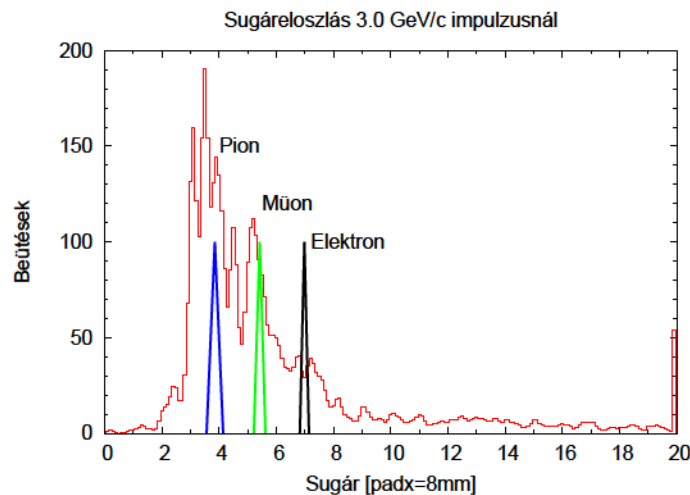
A fotoelektronok számának alacsony volta természetesen eredeztethető más forrásokból is. A CsI bevonat előregedése drasztikusan csökkentheti a kvantumhatásfokot. A használt CsI bevonatú parkettázott alaplapot technikai okok miatt nem lehetett ellenőrizni a mérés előtt; valamint a mérés során is bejuthatott az érzékeny réteget roncsoló víz és oxigén a metántérbe.

A tükrök fényvisszaverési hatásfokát csak magasabb hullámhossz tartományon tudták vizsgálni korábban a gyárban; a tükrök felületének egyenetlenségeiből adódó fényszóródást pedig nem is állt módjukban feltérképezni.

A tükör ellenőrzésének és a Cserenkov-fotonok hosszú gáztérben való elnyelődésének vizsgálatához javasoltam egy mérést, amelyben a teljes detektort 180° -kal megforgattuk. Így a fotonok tükröződés nélkül egy körlapra érkeznek, ahol a középponttól mért távolságuk korrelál az általuk a gázban megtett úttal. Az eredmények mérési bizonytalanságon belül konzisztensek voltak az elvárásokkal.

7.6. Első részecskeazonosítás a VHMPID prototípussal

Bár a VHMPID, ahogyan neve is mutatja, nagyobb energiákra lett tervezve, a PS T10 impulzustartományában is képes részecskeazonosító méréseket végezni. Az elektronok minimális PS energián is már a maximális sugarú gyűrűt adják. Mivel a Cserenkov limit közelében gyorsan változik a gyűrű sugara, így a határérték közelében a pionok és a müonok is szétválaszthatóak. A 3.0 GeV/c impulzusú mérésnél az ablakbeli beütéseknek a gyűrű várt középpontjától mért távolságát (gyűrű sugara) ábrázoltam a 70. ábrán. A nagy háttér ellenére jól kivehető három gyűrű, melyek az elektronok, müonok és pionok által keltendő gyűrűk elméletileg számolt sugarával csodásan korrelálnak. (A korábbi fejezetekben is említett problémák miatt a fenti állításnál többet a detektor ezen stádiumban sajnos nem állíthattam.)



70. ábra. Beütések sugár irányú eloszlás 3.0 GeV/c impulzusnál, valamint az elektron, müon és pion Cserenkov gyűrűk sugarainak elméleti értékei.

7.7. További tesztmérések, diszkusszió

A fejezetben bemutatott mérések és adat analízis segített az akkori problémák megértésében és ezáltal az új detektor tervezésében, a sajnálatosan gyenge fotoelektron-hozam pedig új lendületet adott más technológiai alapon induló kutatás-fejlesztési munkákhoz. Többféle mikrostruktúrák alapú gáztöltésű fotondetektor vizsgálata is folyt [33] [HG19], a Budapest REGARD csoport által javasoltat a 8. fejezetben részletesen is bemutatom.

A 2011-es és 2012-es mérések főbb vizsgálatai a következők voltak: a két radiátorgáz-jelölt (C_4F_{10} , cC_4F_8O) összehasonlítása, különböző ablaktípusok (kvarc, CaF_2 , zafír) összehasonlítása, valamint a nagy nyomású rendszer tesztje. Az eredmények egy része az [HG11] illetve [HG12] és a VHMPID tesztnyalábokról szóló cikkben [HG14] [103] olvasható részletesebben.

Az egyre sikerebb méréssorozatok eredményeképpen az ALICE-hoz benyújtott *Letter of Intent* dokumentumban [HG11] már egy kiválóan működő detektorterezetet ajánlottunk a kísérletnek. Az ALICE vezetősége az összes új detektor - köztük a VHMPID - megépítéséről való döntést az LHC LS2 idejére halasztotta.

8. TCPD, egy új hibrid fotondetektor

A 4.5. fejezetben ismertetett modern mikrostruktúrák gáztöltésű detektorok családja a töltött részecskék észlelésén túl, a sokszálas proporcionális kamrához hasonlatos módon, új lehetőségeket nyit a fotondetektálásban is. Az első mikrostruktúrák technológián alapuló fotondetektor a PHENIX kísérlet HBD (Hadron Blind Detector, Hadronokra vak detektor) nevű Cserenkov-detektorában valósult meg [63] [64]. Ezen egyszerű küszöbszintes Cserenkov-detektorban tripla GEM-et használtak a szokásos CsI borítással.

Ezen területen a GEM technológián túl a korábbi fejezetekben (4.5. és 6. fejezet) is említett TGEM technológia igen ígéretes. A COMPASS kísérletben [66] és az ALICE VHMPID detektoroknál is aktívan kutatott kérdés, hogy TGEM alapú fotondetektorral kiváltható-e a korábbi sokszálas technológia [104] [33] [HG11].

Bár a sokszálas alapú fotondetektorok (a normál MWPC-khez hasonlóan) régóta kiválóan működnek, a speciális feladat miatt az MWPC-knél előkerült konstrukciós nehézségeken túl új problémákkal is szembe kell nézniük [105] [67].

Az elektronlavinákban keletkező UV-fotonok nem kívánt újabb ionizációját a gázban a kioltó gázok hozzáadásával érjük el, azonban a fotoszenzitív réteggel bevont felületből nagyobb valószínűséggel lehet újabb elektronokat kiűtni, és újabb lavinákat indítani. Ezen effektus a lavina méretével arányos, ám az egyetlen fotoelektron detektálásához a szokásos (MIP-nek megfelelő) erősítés sokszorosára van szükség, így a fenti másodlagos foton (feedback photon) járulék problémákat okozhat. Offline leválasztásuknál probléma, hogy a valódi fotonokkal azonos jelet hagynak a detektorban, ám nem kívánt helyen.

A lavinában keletkező elektronok mellett ugyanannyi ion is megjelenik, amelyek lassan a katódok felé sodródnak, majd kiülnek annak felületére. Mérések bizonyítják [105], hogy a CsI felületet az ionok nagy mennyiségben rongálják, így hosszú távú működésre tervezett detektorok esetén a fotoérzékeny felület felé visszaáramló ionok számának illetve számarányának (IBF, ion backflow, ion visszaáramlás) alacsonynak kell lennie. Ez az arány egy klasszikus sokszálas kamrában $\approx 50\%$.

A Cserenkov-detektorok nagy részénél azonban nem csak fotonok, hanem töltött részecskék is keresztülhaladnak a detektoron, és az egyedi fotoelektronokhoz képes egy-két nagyságrenddel nagyobb töltésmennyiséget jelentenek a detektor számára. Ezért nem csupán nagy dinamikai tartományú (így drága) elektronikát kell alkalmazni, hanem a gázerősítés értékét is moderáltan kell tartani a szikrák elkerüléséhez. Az alacsony erősítés a

fotonok esetében az exponenciális lavinastatisztika miatt viszont jelentős hatásfokcsökkenést eredményez.

Mikrostruktúrák detektorok használatával mindhárom felmerült jelenség hatása csökkenthető, ám természetesen ezzel együtt új problémák jelennek meg.

Az általunk (REGARD csoport) javasolt TCPD (TGEM + CCC Photon Detector, TGEM + CCC fotondetektor), mint a nevében is benne foglaltatik egy hibrid detektor, amelyben a mikrostruktúrák és a sokszálas technológia együtt szerepel. Mentess a másodlagos fotonoktól, mérsékelt ionvisszáramlással rendelkezik, valamint az áthaladó töltött részecskék jele a fotonjelek nagyságrendjébe szorítható (ezen tulajdonságokat a következő fejezetekben mutatom be részletesen). A TGEM technológiában megjelenő lyukak miatt azonban a fotoeffektív felület valamivel kisebb, mint egy MWPC-nél (ennek részleteit a 9. fejezet taglalja). Mindezen tulajdonságaival a javasolt új kamratípus a VHMPID egy lehetséges fotondetektor jelöltje lett [HG11].

8.1. A TCPD detektor felépítése

A TCPD detektor vázlatos rajzát mutatja a 71. ábra.

Az UV fényt is áteresztő kvarcablakon át érkező fotonok a TGEM felületén konvertálódnak elektronokká. A katódot egy szálsíkkal váltottuk ki ($30\text{ }\mu\text{m}$ vastag szálak 1 mm távolságban), így a fotonok 97%-a átjut rajta.

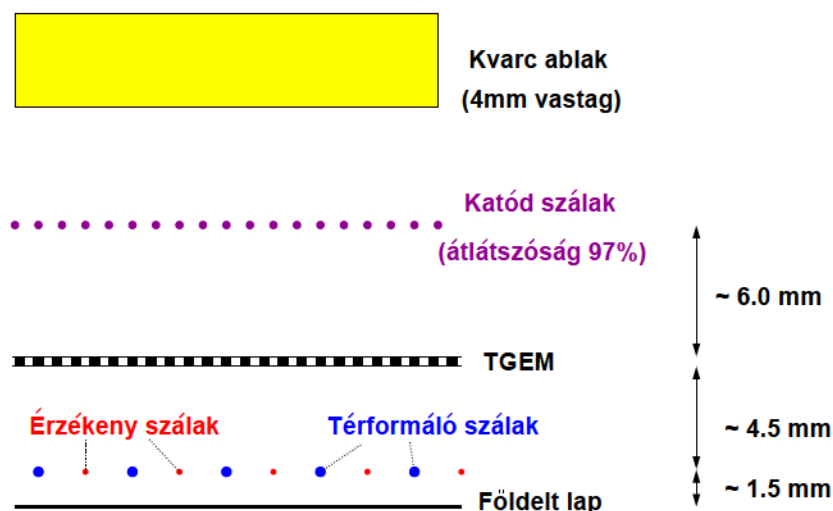
A TGEM felső felületét fotoszenzitív réteggel kell bevonni, amely Cserenkov-sugárzás észlelése esetén a szokásos CsI. A laboratóriumi tesztek alkalmával a drága és érzékeny CsI helyett arany bevonatot használtunk; ugyan az arany kvantumhatásfoka nagyságrendekkel alacsonyabb, a tesztekhez így egyszerűen több kezdeti fotont kell használni (ami technikailag könnyen kivitelezhető).

A TGEM felületéből kilépő fotoelektront az elektromos tér a TGEM legközelebbi lyukjához tereli (lásd 9. fejezet), ahol a lyukban a nagy térerősség miatt kialakuló lavina után már átlagosan G_{TGEM} darab elektron folytatja útját a TGEM alatt. Az így definiált erősítés értéke az általunk használt elrendezésben tipikusan 10-100 körüli.

A TGEM alatt elhelyezett CCC kamra a TGEM felől érkező (szinte MIP-nek megfelelő mennyiségű) 10-100 elektront sokszorozza tovább, ami így már könnyen mérhető jelet eredményez.

Természetesen az alsó katód szegmentálásával itt is két dimenzióban helyérzékeny rendszert hozhatunk létre, amint azt a 8.5. fejezetben ki is használjuk a valódi Cserenkov-gyűrűk mérésénél.

A TGEM feletti és alatti közel homogén teret rendre katódtérnek illetve kihúzóternek nevezzük.



71. ábra. A TCPD vázlatos rajza.

Vizsgáljuk meg a TCPD elrendezést a fentebb említett három fotondetektálási probléma oldaláról.

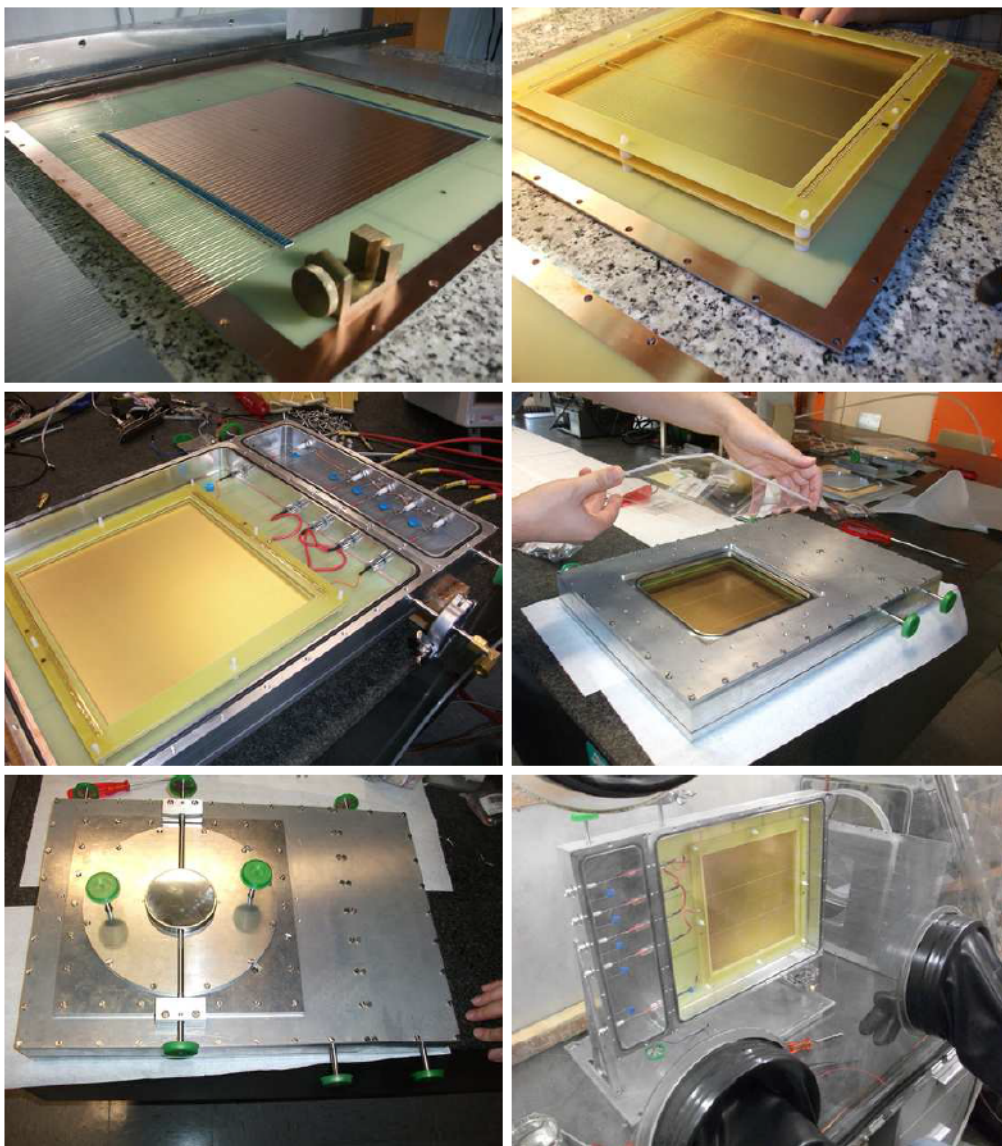
A másodlagos fotonok, amelyek gondot okozhatnak az MWPC-k esetén, a lavina helyén keletkeznek; azaz a TCPD esetén kis mértékben a TGEM lyukjában, nagy részben pedig a CCC érzékeny szálainál. Ám ezen pontokból (az egyenesen terjedő fotonok) nem tudják közvetlenül megvilágítani a TGEM fotoérzékeny felső felületét, így első közelítésben a probléma teljesen megszűnt. Természetesen a kvarcüvegről illetve a fémfelületekről visszaverődő másodlagos fotonok elérhetik a fotoérzékeny réteget, de ennek valószínűsége már megfelelően kicsiny.

A nagy lavina a CCC részben keletkezik, így az ionok legnagyobb része is. A CCC szálainál keletkező ionok nagyrészt a térformáló szálakhoz, egy részük a parkettákhoz illetve a TGEM alsó felületéhez illetve a katódhoz vándorol, és csak kis részük ($\sim 10 - 20\%$) jut a TGEM felső felületéhez.

Természetesen nem csak a fotonok, hanem az áthaladó töltött részecskék is hagynak jelet a kamrában a TGEM alatti és feletti gázteret egyaránt ionizálva. Amennyiben a TGEM feletti térben az elektromos térerősséget oly módon állítjuk be, hogy onnan az elektronok a katód irányába sodródjanak (reverse field, fordított tér) a MIP által keltett jelet erősen csökkentjük (MIP suppression, MIP elnyomás). Ilyen módszert használtak már a HBD esetében is [64]. Ennek kvantitatív hatását a 8.4. fejezetben illetve a 77. ábrán mutatom be.

Egy $20 \times 20 \text{ cm}^2$ aktív felületű TCPD kamra konstrukciójának kiemelt lépéseit mutatják a 72. ábra képei.

Az általunk használt TGEM-ek $400 \mu\text{m}$ vastagok voltak, a lyukak mérete $300 \mu\text{m}$, távolságuk $800 \mu\text{m}$, a perem szélessége $60 \mu\text{m}$. A CCC rész a szokásos paraméterekkel lett kiépítve, azaz a szálsík 1.5 mm volt a parketták felett, $21 \mu\text{m}$ és $100 \mu\text{m}$ átmérőjű szálakkal, ahol az azonos potenciálú szálak távolsága 4 mm volt.



72. ábra. Képek a TCPD kamra építéséből (balról jobbra haladva).

1. CCC kamra kialakítása a parkettázott alaplagra.
2. TGEM és katód lapok elhelyezése a szálak felett.
3. Kamratestbe való integrálás.
4. Kvarcüvegből készült ablak behelyezése.
5. Kis méretű radiátorral ellátott összeszerelt kamra.
6. A CsI borítású TGEM behelyezéséhez kesztyűs dobozos operációra van szükség.

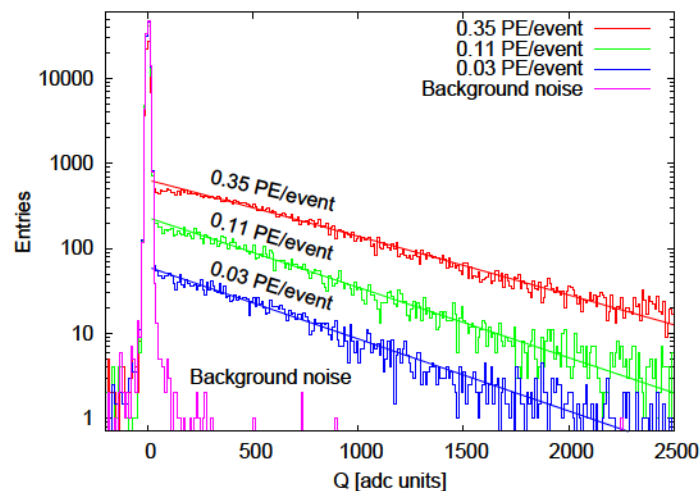
8.2. Fotonok detektálása laboratóriumban

A gáztöltésű Cserenkov-detektorokban a használt CsI bevonat a kemény UV fotonok detektálását teszi lehetővé. Ennek laboratóriumi előállítása kifejezetten drága, valamint a CsI bevonat igen érzékeny, ezért a laboratóriumi tesztekhez más megoldást kerestünk.

A LED technológia folyamatos fejlődésének eredményeként már most is létezik a piacon a kemény UV tartományban működő LED. A mérések során a *Sensor Electronic Technology Inc.* cég által gyártott *UVTOP240* [106] jelzésű fényforrást használtuk. A LED 248 nm átlagos hullámhosszal és 10 nm szélességgel rendelkezik. A laboratóriumi tesztekhez használt arany bevonatból, ugyan kis valószínűséggel, de képes egyedi fotoelektronokat kiütni.

A LED impulzusüzemű meghajtásával a triggerelés kérdését is megoldottuk. A meghajtóban az impulzus hossza (50-1000 ns) és periódusa (1-100 kHz) egyaránt állítható volt a mérési kívánalmaknak megfelelően. A LED a szimmetrizált impulzust két ellenálláson keresztül kapta meg, amelyekkel a fényintenzitást lehetett beállítani.

A mérések során egyedi fotoelektronokat akartunk használni, amihez az intenzitást úgy állítottuk be, hogy az impulzusonkénti fotoelektron keltési valószínűség az 1-10% nagyságrendjébe essék; ekkor a többfotonos események valószínűsége elhanyagolható, hiszen az Poisson statisztikát követ. Különböző intenzitások esetén mért spektrum látható a 73. ábrán.



73. ábra. Detektált töltéeloszlás különböző fényintenzitások esetén. Látható, hogy a görbék alakja azonos, amely megerősíti, hogy egyfotonos eseményekről van szó [HG20].

Az egyetlen elektrontól származó jel az MWPC-khez hasonlóan a lavinastatisztikát követi, azaz közel exponenciális (nagy erősítéseknél eltérhet ettől). Ezt kihasználva a mért spektrumra exponenciális függvény illesztésével meghatározható az összes fotoelektron száma.

Detektált fotoelektronok száma definíció szerint legyen egy adott küszöb (Q_{cut}) (általában a zaj szórásának háromszorosával a pedesztál felett) feletti beütések száma. Az erősítés definíció szerint nem más, mint az átlagos lavinaméret. A lavinastatisztikát jelöljük $s(Q)$ -val, és zérus zajt és egyetlen fotoelektront feltételezve a spektrumot $S(Q)$ -val jelöljük, akkor a fenti mennyiségek így fejezhetőek ki:

$$S(Q) = N_\gamma \cdot s(Q) \quad (35)$$

$$N_\gamma = \int S(Q) dQ \quad (36)$$

$$G = \int Q s(Q) dQ \quad (37)$$

$$N_{det} = \int_{Q_{cut}} S(Q) dQ \quad (38)$$

$$(39)$$

Amennyiben feltesszük, hogy $s(Q)$ exponenciális, az alábbi praktikus összefüggéseket kapjuk:

$$S(Q) = H(Q) \cdot \frac{N_\gamma}{G} \cdot e^{-Q/G} \quad (40)$$

$$G = \frac{\int_{Q_{cut}} Q S(Q) dQ}{\int_{Q_{cut}} S(Q) dQ} - Q_{cut} \quad (41)$$

$$N_\gamma = e^{Q_{cut}/G} \cdot N_{det} \quad (42)$$

ahol $H(Q)$ a Heaviside-függvény. Látható, hogy ekkor a mért spektrum vágás feletti részéből kiszámítható a detektált fotoelektronok száma, a teljes fotoelektronszám (hányadosukból a hatásfok) és az erősítés egyaránt.

8.3. TCPD erősítésének meghatározása

A TCPD megfelelő működtetéséhez fontos ismernünk a TGEM és a CCC rész erősítésgörbét. Fordított katódteret és zérus TGEM feszültséget használva az áthaladó töltött részecskéknek csak a TGEM alatti térben ionizált energiavesztését mérjük, így a CCC rész könnyen bemérhető. Kis erősítésű tartományok pedig közvetett módon mérhetőek: normál térben nagy TGEM erősítés mellett kétféle CCC feszültségbeállítás relatív erősítésének aránya mérhető MIP- vagy fotoelektron jelekkel egyaránt.

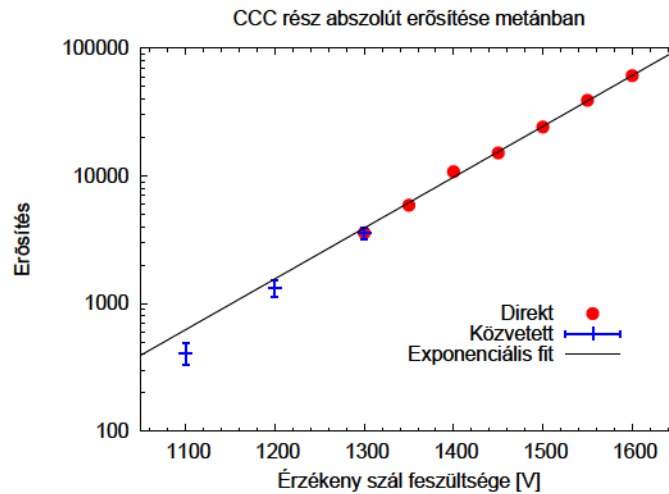
A 74. ábra mutatja a CCC rész abszolút erősítését, a piros pontok a csak CCC-t tartalmazó direkt mérések, míg a kék pontok a relatív MIP jelek arányából számolt erősítésértékeket mutatják.

A TGEM abszolút erősítésének meghatározásához elég megmérni a MIP által keltett jelet normál katódtérben, illetve fordított katódtérben zérus TGEM feszültségnél. Ekkor a jelek átlaga első közelítésben így írható:

$$Q_{Normal} \sim d_{CCC} \cdot G_{CCC} + d_{Cathode} \cdot G_{TGEM} \cdot G_{CCC} \quad (43)$$

$$Q_{Reverse} \sim d_{CCC} \cdot G_{CCC} \quad (44)$$

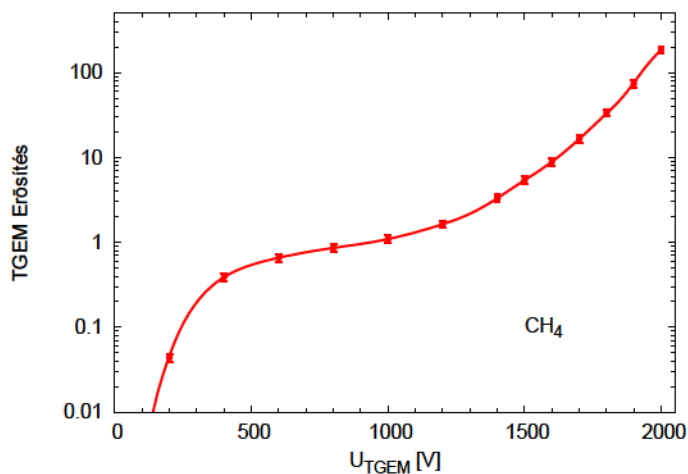
ahol d_{CCC} a TGEM alja és a parkettasík effektív távolsága, míg $d_{Cathode}$ a TGEM teteje és a katódsík távolsága.



74. ábra. A TCPD detektor CCC részének abszolút erősítés görbéje metánban. A piros pontok a direkt, míg a kék pontok a közvetett méréseket jelölik. Látható, hogy az erősítés feszültségfüggése jól közelíthető egy exponenciális függvényvel.

A fent említett mért jelek arányából a CCC erősítése kiesik, így a TGEM erősítését közvetlenül meghatározhattam. Nagy TGEM erősítésértékek esetén a fenti arányképző módszer nem alkalmazható tovább, ám lépcsőzetes feszültségállítással a relatív jel nagyságokból tovább is tudtam mérni.

A használt TGEM erősítését mutatja a 75. ábra. Kis feszültség esetén az erővonalak nagy része a TGEM lapon végződik, így az elektronok alig juthatnak át rajta. A feszültség növelésével elérkezünk az áteresztő tartományba, ahol plató van a körülbelül egységnyi erősítésnél. Még nagyobb (üzemi) feszültségen pedig egy közel exponenciális feszültségfüggés figyelhető meg.

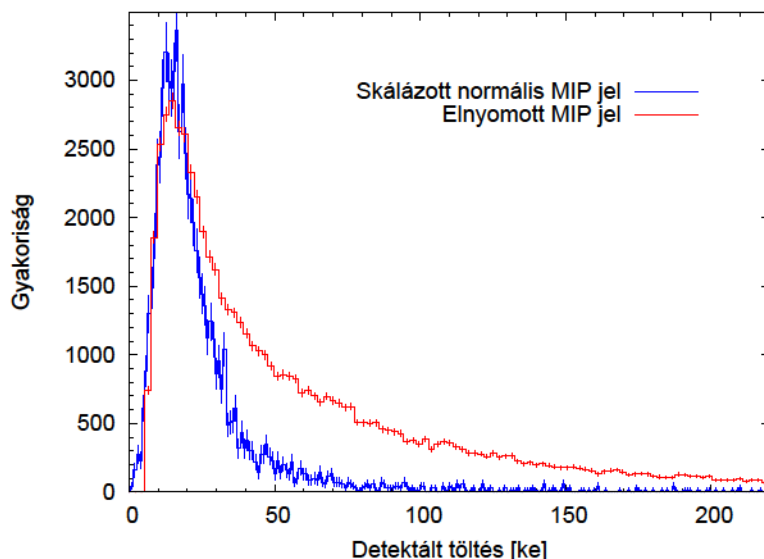


75. ábra. Az alkalmazott TGEM erősítésgörbéje metánban.

8.4. Katódtér erősségének hatása és optimalizálása

A GEM és TGEM alapú fotondetektorok egyik jelentős előnye a korábban is említett MIP elnyomás. A "fordított" katódtér hatására az átmenő részecske TGEM feletti térben keltett elektronjai a katódhoz sodródnak, így nem adnak járulékot a detektált jelhez. Azonban a TGEM felett párszáz mikrométeren belül keltett elektronokat még képes befogni a TGEM lyukainak elektromos tere, így ezen esetekben az alsó térben keltett jelen felül nagy jelek is keletkeznek.

A 76. ábrán látható a csak CCC részből (fordított katódtér és zérus TGEM erősítés mellett) származó jel skálázva; valamint a TCPD-nél szokásos elnyomott MIP-jel eloszlása. Utóbbit a Landau eloszlással összehasonlítva megfigyelhetjük a vártnál gyakoribb, relatíve nagy jelek megjelenését.



76. ábra. Normális (Landau eloszlás) és elnyomott MIP jel detektált spektruma. Utóbbi esetén néha a TGEM feletti részből egy-egy elektront erősít a TGEM és a naivan vártál nagyobb töltést detektálunk.

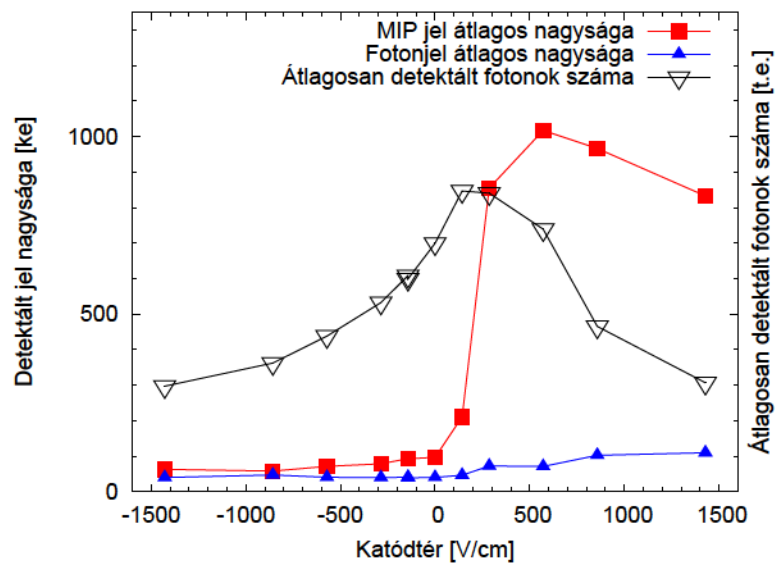
A MIP elnyomást az átlagos MIP-jel katódtérrel való változásánál figyelhetjük meg, amit a 77. ábrán mutatok be. A elnyomás mértéke a TGEM erősítésének nagyságrendjében van, a fentiek miatt azonban annál valamivel kisebb.

A katódtér nem csak a MIP-re, hanem a detektálandó fotoelektronokra is nagy hatással van. Nagy fordított katódtér esetén a keletkező fotoelektronok a katódhoz vándorolnak, míg nagy normál tér esetén nem tudnak kilépni a felületből; az optimum a közel zérus pozitív tér körül van. A detektált

fotoelektronok számát, illetve erősítését a MIP elnyomással együtt a 77. ábra mutatja. Jól látható, hogy nagy katódterek esetén valóban csökken a detektált fotoelektronok száma.

A fenti kérdéskör mikrostruktúrák vizsgálatára a 9.6. fejezetben tértek majd ki.

A MIP-elnyomást és a maximalizálni kívánt fotoelektronszámot szem előtt tartva a fentiek alapján az általunk leggyakrabban használt megoldás a kicsi fordított tér, hasonlóan, mint ahogy a HBD-nél is használták [63] [64].



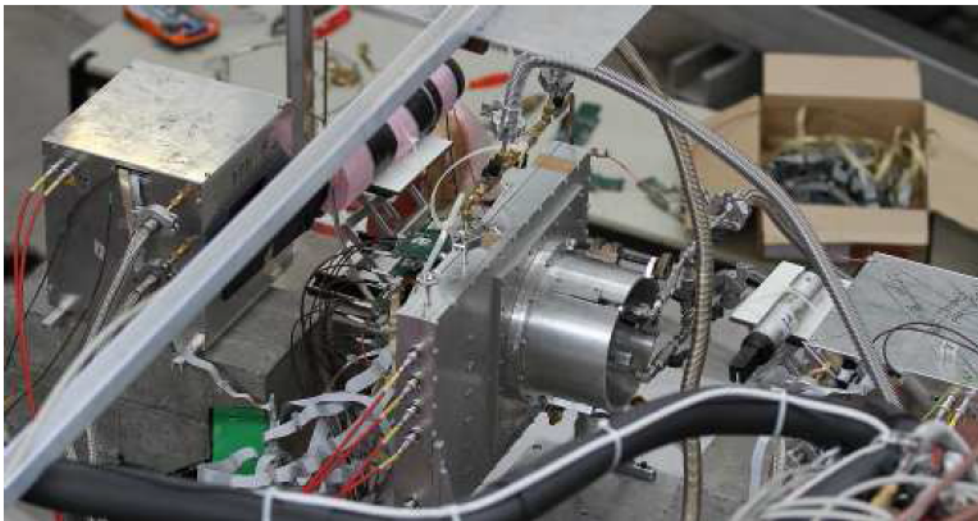
77. ábra. Az átlagos MIP-jel, valamint a fotoelektronok száma és erősítése a katódter függvényében. Jól megfigyelhető a fordított katódternél megjelenő MIP elnyomás.

8.5. Cserenkov-detektor

A nagy impulzusú részecskék sebességének mérésére szolgáló, gyűrűt formáló Cserenkov-detektoroknál természetesen a gyűrű rekonstrukciójához szükséges a fotondetektor kétdimenziós felbontása. A TCPD-nél a klasszikus sokszálas kamrákhoz, illetve a CCC-hez hasonló módon az alsó katódot parkettáztam fel.

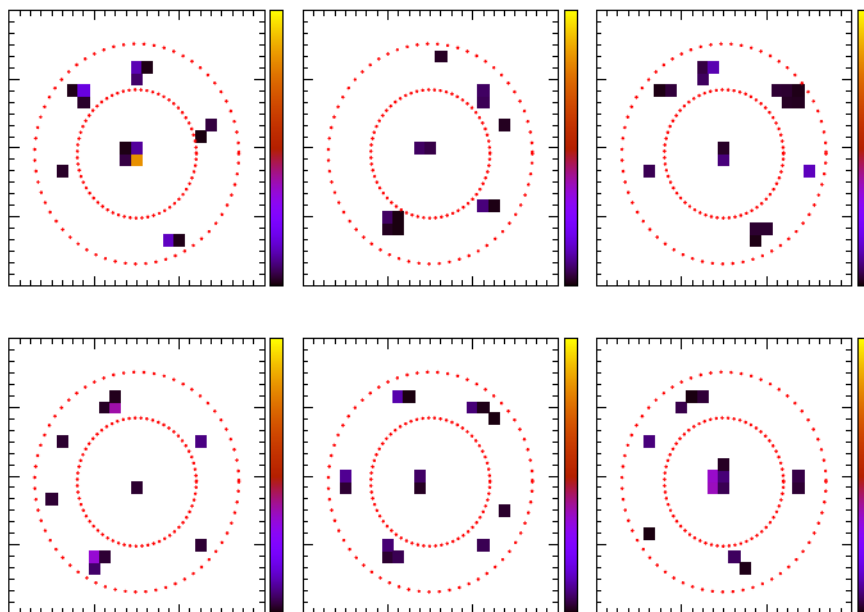
A kiolvasó elektronikákat és mérő környezetet a HMPID-es kollégák biztosították, így a parketták méretét és a csatlakozók kiosztását is ennek megfelelően terveztem. Így a parketták $8.4 \text{ mm} \times 8.0 \text{ mm}$ méretűek [27] voltak, egy kiolvasó Gassiplex [101] [102] alapú kártyára 8×6 csatlakozott. A teljes detektor aktív felülete a várt gyűrű méretének [HG11] és a fenti kvantálásnak megfelelően 24×24 parketta lett, ami közel $20 \times 20 \text{ cm}^2$.

A Cserenkov-fotonok méréséhez az arany borítású TGEM-et ki kellett cserélni a CsI bevonatúra. Mivel utóbbi a vízre és az oxigénre is érzékeny, a műveletet kesztyűs dobozban (glove box) kellett végrehajtani (lásd: 72. ábra jobb alsó képe). Ekkor került felszerelésre a korábban a HMPID-es tesztekhez használt állítható Cserenkov-sugárzó közeg is.



78. ábra. Fotó a CERN PS T10 zónájában 2012-ben felállított TCPD nyalábmérésről. Középen látható a TCPD az állítható Cserenkov-sugárzó, előtte-mögötte a nyalábot definiáló szcintillátorok, majd a 2+2 CCC alapú nyalábdetektor.

Valódi Cserenkov-sugárzással a kamrát a CERN PS gyorsítójánál teszteltük, a már korábban is használt T10-es zónában. A mérési összeállítást a 78. ábra mutatja. A kis méretű triggerelő szcintillátorok között helyeztük



79. ábra. Néhány szép egyedi esemény beütéstérképe. A színkód a mért töltés nagyságát jelenti a $[0-400]$ ke-os skálán. A koncentrikus piros pontokkal rajzolt körök a gyűrű várt helyét zárják közre.

el a TCPD-t. Jól látható a TCPD-hez (légmentesen) rögzített radiátor egység, amelyben a HMPID-nél is használt Cserenkov-folyadékot, C_6F_{14} , keringettük. A TCPD körül látható a precíziós méréshez felszerelt 2×2 darab CCC alapú analóg kiolvasású BPD kamra [HG16], amely a szcintillárokéknál pontosabb pályameghatározást szolgálta.

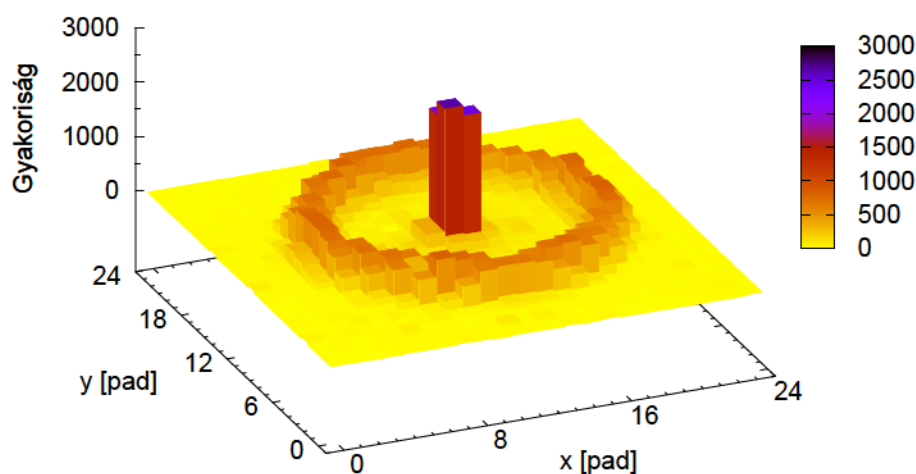
A 7. fejezetben ismertetett, ALICE-környezetet szimuláló adatgyűjtő rendszerrel mértünk, kiolvasáshoz a standard HMPID-es Gassiplex alapú [101] [102] [27] elektronikákat használtuk. A szcintillátorok koincidenciájára triggereltünk, majd megfelelően elkészítve indítottuk a töltésgyűjtést.

A laborban metánt biztonsági okokból nem használhattunk, így a laborteszteket Ar/ CO_2 gázban végeztük. A végső detektorhoz azonban metánt fogunk használni, mivel az a legalkalmasabb fotondetektorokhoz [62], így először a CCC és TGEM erősítésgörbéket mértem meg ezen új gázban. A megfelelő időzítés beállításán túl megmértem a TGEM és a szálsík közötti kihúzó tértől való függést, illetve a katódtér hatását a MIP és a fotonjelekre (ezen eredményeimet az előző fejezetekben már bemutattam). A speciális állítható radiátorral a fotonok számát, illetve a gyűrű sugarát is lehetett állítani, így fotonokkal is mérhettük a kamra uniformitását és a háttérét.

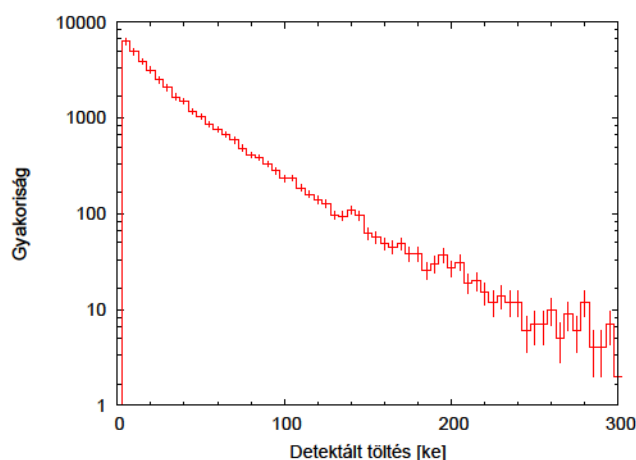
Az alapvető működési paraméterek kimérése és beállítása után rátérhettünk a Cserenkov-gyűrűk detektálására. Néhány szép egyedi eseményt mutat a 79. ábra standard beállítások esetén. A parkettánkénti beütések nagyságát a színskala kódolja. Láthatóak a formálódó klaszterek, illetve a MIP-elnyomás hatása, amelynek köszönhetően a MIP- és fotonjelek azonos nagyságrendben vannak.

Az egy futtatásra vett töltésekkel súlyozott integrált beütéstérképen (80. ábra) jól látszik a közepre érkező MIP-jel, valamint a körülötte formálódó Cserenkov-gyűrű.

Az ALICE-környezetet szimuláló mérésben a keletkező nyers adatokat egy egyszerű ROOT programmal ASCII formátummá alakítottam a további gyors feldolgozást elősegítendő (mint a 7. fejezetben bemutatott mérések esetén). Az analízis során a beütésekből először kétdimenziós klasztereket alkotok, majd helyük és töltésük alapján osztom azokat MIP- illetve fotonjelek közé (vagy zajnak tekintem).



80. ábra. Integrált töltéstérkép, a kamra közepére fókuszált nyaláb helyén az elnyomott MIP-jel látszik, körülötte pedig szépen kirajzolódik a detektált Cserenkov-gyűrű.



81. ábra. A TCPD-vel detektált Cserenkov-fotonok töltéseloszlása. Az elnyomott MIP-nek köszönhetően az erősítést 10^5 fölé lehetett vinni.

A fotonjelek töltéseloszlásán (81. ábra) jól látszik a vártnak megfelelő közel exponenciális eloszlás. Az elnyomott MIP-nek köszönhetően kellően nagy, akár 10^5 erősítést is könnyen el lehetett érni a TCPD detektorral. Klasszikus sokszálas kamrákkal megvalósított Cserenkov-detektorokban csupán néhányszor tízezres erősítést tudnak használni a nagy MIP jelek és a jelentős ion visszaáramlás miatt [67].

A gyűrű rekonstrukciójához minél több szeparáltan detektált foton az ideális. Egy gáztöltésű Cserenkov-detektorban az általában korlátozott hely miatt a gáztér, és ezzel együtt a fotonok száma is erősen limitált. Ezért fontos elvárás a relatíve nagy fotoelektron-detektálási hatások a VHMPID esetén.

A teljes detektálási hatások több részből tevődik össze: a konverzió kvantumhatásfoka, amelyet a CsI bevonat határoz meg; az elektronok felületből való kilépésének hatásfoka, amely a felületi télerősségtől monoton függ [62]; a használt gáztól (legjobb a metán, ezért használtuk mi is ezt) [62]; a fotoelektronok sokszorozási térig való eljutásának valószínűségétől (gázfüggő); illetve a detektor detektálási hatásfokától. Természetesen ezek egy része helyről helyre változhat (lásd például [107] vagy a 9. fejezetet és [HG20]), ám sok esetben elegendő az átlagot vizsgálni.

A TGEM-alapú Cserenkov-detektoroknak, így a TCPD-nek is, egyik nagy hátránya, hogy a lyukak miatt a CsI-dal borított felület a detektálási aktív felületnél 10-40 százalékkal kisebb, ami egyértelműen az összhatások csökkenéséhez vezet. A valós begyűjtési terület a naiv geometriai kereten

túl a katódtértől és a lyukak geometriájától is függ, amiről a 9. fejezetben írok részletesen. Bár a geometriai hatásfokcsökkenés a parkettázás miatt a klasszikus MWPC-knél is megjelenik [107], a fenti parkettaméret esetén utóbbi kevésbé jelentős. A VHMPID-ben a HMPID-hez képesti kisebb gyűrűk miatt valószínűleg a parkettaméretetek is csökkennek, így az MWPC-alapú detektorok is hasonló veszteséget szenvednek, még nagyobb teret engedve a mikrostruktúrák technológiáknak.

A mért fotonszerű klaszterek számának eloszlását a gyűrűmérethez képesti nem eléggé kicsi parkettaméret torzítja. Ennek megbecslésére az alábbi modellt dolgoztam ki. A maximálisan szétválasztható klaszterek száma legyen M , amely arányos a gyűrű méretével és fordítottn arányos a szétválasztáshoz szükséges minimális távolsággal. A négyzetes parketta-felépítés miatt a gyűrűnél az effektív parkettatávolság a valósnál körülbelül 20%-kal nagyobb.

$$M \approx \frac{2 \pi R_{ring}}{1.2 \cdot a_{pad}} \cdot \frac{1}{S + 1} \quad (45)$$

ahol R_{ring} a gyűrű sugara, a_{pad} a parketták lineáris mérete, és az egyedi fotoelektronok által keltett átlagos klaszterméret S .

Határozzuk meg, hogy mekkora a valószínűsége annak, hogy n beütésből c darab klasztert keletkezik ($\mathcal{P}(c|n) = ?$). Ez rekurzívan megadható: ha c hely foglalt az M közül, akkor annak valószínűsége, hogy egy következő beütés új helyet foglal el (vagy sem) a megfelelő geometriai valószínűség: $1 - c/M$ (illetve c/M). Így:

$$\mathcal{P}(c | n+1) = \mathcal{P}(c | n) \cdot \frac{c}{M} + \mathcal{P}(c-1 | n) \cdot \frac{M-c+1}{M} \quad (46)$$

A rekurzív képlet teljes meghatározásához szükséges a kezdeti értékek ismerete: Egyetlen beütés esetén pontosan egy klaszter keletkezik; illetve n beütésből egyetlen klaszter keltése fordítottn arányos M -el minden újabb beütésre.

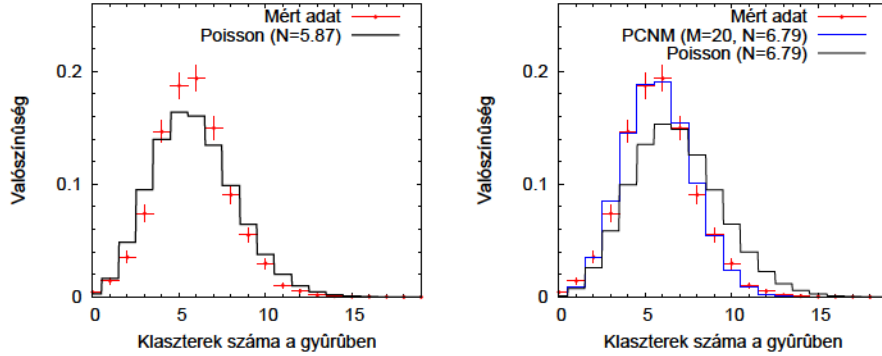
$$\mathcal{P}(1 | n) = M^{1-n} \quad (47)$$

$$\mathcal{P}(c | 1) = \delta_{c,1} \quad (48)$$

Feltéve, hogy a beütések száma Poisson-eloszlást követ a várt klaszterszám-eloszlás:

$$\mathcal{P}(c) = \sum_n \mathcal{P}(c | n) \cdot P_n \quad (49)$$

A 82. ábra bal oldalán látható a mért klaszterszám-eloszlás a gyűrű régióban 10 mm hosszú radiátor esetén egy Poisson illesztéssel, illetve az



82. ábra. A gyűrű helyén kapott fotonkandidátok számának eloszlása 10 mm vastag C_4F_{10} radiátor esetén.

ábra jobb oldalán a fenti klaszterszaturációs modellel, amelynél a jelen paraméterekre az $M \approx 20$ -al számoltam.

A fenti módon illesztett átlag a korábbi HMPID-es mérésekhez képesti $\approx 70\%$ hatásfokot képvisel [27]. Ezen a TGEM lyukkonfigurációjának optimalizálása várhatóan 10-20 % abszolút javulást is jelenthet. Ehhez a mikrostruktúra hatásának részletekbe menő tanulmányozása szükséges, amellyel a megszerzett mérési tapasztalatok alapján fejlesztett szimulációs eszközök és a különböző konfigurációkat vizsgáló mérések együttesen fogják megadni a további instrukciókat. Ezen kérdéskörrel a 9. fejezetben írok bővebben.

8.6. Diszkusszió

A fejezetben megmutattam a TCPD gáztöltésű fotondetektorként való használhatóságát [HG19]. A MIP-elnyomás, az elérhető nagy teljes erősítés és a másodlagos fotonjárulékok eltűnése jelentős előrelépést jelent a klasszikus MWPC-n alapuló kamrákhoz képest. A TCPD a kamrát alkotó TGEM és CCC technológiának köszönhetően konstrukciós szempontból egyszerű és mechanikailag toleráns. Egyedi fotoelektronok detektálásával és valódi Cserenkov-gyűrűk rekonstrukciójával bizonyítottam, hogy a TCPD megfelel a RICH-detektorokban való használatra. A mikrostruktúrás szerkezet okozta effektív fotonszámcsökkenés miatt finom parkettázottságú vagy nagy fotonszámú kísérletekhez ajánlott leginkább.

9. Vastag-GEM struktúra mikroskálás vizsgálata

Az előző (8.) fejezetben ismertetett TCPD, valamint minden mikrostruktúrás fotondetektor esetén sarkalatos kérdés a struktúrából adódó fotonhozam-veszteség ismerete és minimalizálhatósága. A TCPD esetén használt reflexív fotoszenzitív konverter esetén például a TGEM lyukai egyértelműen nem lehetnek érzékenyek; a mikrostruktúra miatt kialakuló inhomogén felületi térerősség hatása és a kritikus szimmetria pontok környezetének fotonhozama is kérdéses.

Az "optimális konfiguráció" kereséséhez pontosan definiálni kell a maximalizálandó mennyiséget (erősítés, fotonhozam, ion-visszaáramlás, isőzítés, ...), amely különböző kísérletekhez várhatóan más és más lehet.

A TGEM-ek geometriai paraméterein túl (lyukak átmérője, távolsága, pereme, illetve a lemez vastagsága) az alkalmazott elektromos terek és töltőgáz-keverékek is meghatározóak. A teljes paraméterter feltérképezése elképesztően idő és pénzigényes lenne. Természetesen néhány kissé eltérő TGEM lap összehasonlítását már vizsgálták [108] [104], azonban az általános tendenciákhoz és a mikrofolyamatok megértéséhez ez nem elegendő.

Elektrosztatikus modellekkel a kialakuló térből számolhatóak bizonyos effektusok, ám bonyolult rendszerek esetén ez nem megbízható. A különböző konfigurációkat szimulációkkal is kezelhetjük, azonban a szimulációkat validálni/finomhangolni kell a mikrostruktúra méretskáláján.

A mélyebb megismeréshez, az optimalizáció elvégzéséhez, illetve a szimulációk hangolásához a mikrostruktúra méretskáláján elvégezhető mérési eljárásra/mérésekre van szükség.

Ez motiválta a kifejlesztését egy nagy pontosságú UV pásztázó rendszernek, amellyel tizedmilliméternél pontosabban tudtuk a mikrofolyamatok helyfüggését, a struktúra hatását vizsgálni.

Az eredmények nem csak a VHMPID-hez tervezett TCPD [HG19] (lásd előző fejezet) vagy triple-TGEM [33] alapú fotondetektorokhoz lehetnek hasznosak. A kifejlesztett módszerünk elnyerte a CERN RD51 Kollaboráció támogatását, amelybe a COMPASS fotondetektor fejlesztői[67] is bekapcsolódtak. (A projekt a "Leopard" becenevet a 92. ábrához hasonló eredményvizualizációnak köszönheti.)

A fejezetben bemutatom az új mérőrendszert és a TGEM-es méréseket, amelyek analízisével bizonyítottam a kritikus pontot létezését és megmutattam a lyukak egyedi helyfüggetlen erősítését [HG20].

9.1. Mérési összeállítás ismertetése

A precíziós felületi vizsgálathoz egy három dimenzióban mozgatható, közel száz mikrométer nagyságú foltra fókuszált UV forrást használtunk. A felületből pontosan ismert helyen kiütött fotoelektronra adott kamrajelet mérve vizsgáltuk a kétdimenziós struktúrákat.

A méréshez nem szükséges a nagy kvantumhatásfokú fotoérzékeny réteg megléte, ám elengedhetetlen, hogy az UV forrás képes legyen elektronokat kiűtni a felületből. Méréseink során a 8. fejezetben már ismertetett *UVTOP240* [106] nevű LED-et használtuk, mellyel aranyozott felületből, ugyan igen kis hatásfokkal, ki lehet ütni egyedi elektronokat (lásd 8.2. fejezet).

A kis kvantumhatásfokot nagy eredeti fotonfluxussal lehet alapvetően ellensúlyozni, ám a fókuszáláshoz szükséges kis méretű lyuk miatt már az UV LED maximális fényereje volt a korlátozó tényező. Ezért a mérések során minden mérési pontban a közel 100-1000 fotoneseményhez több ezer eseményt kell rögzítenünk.

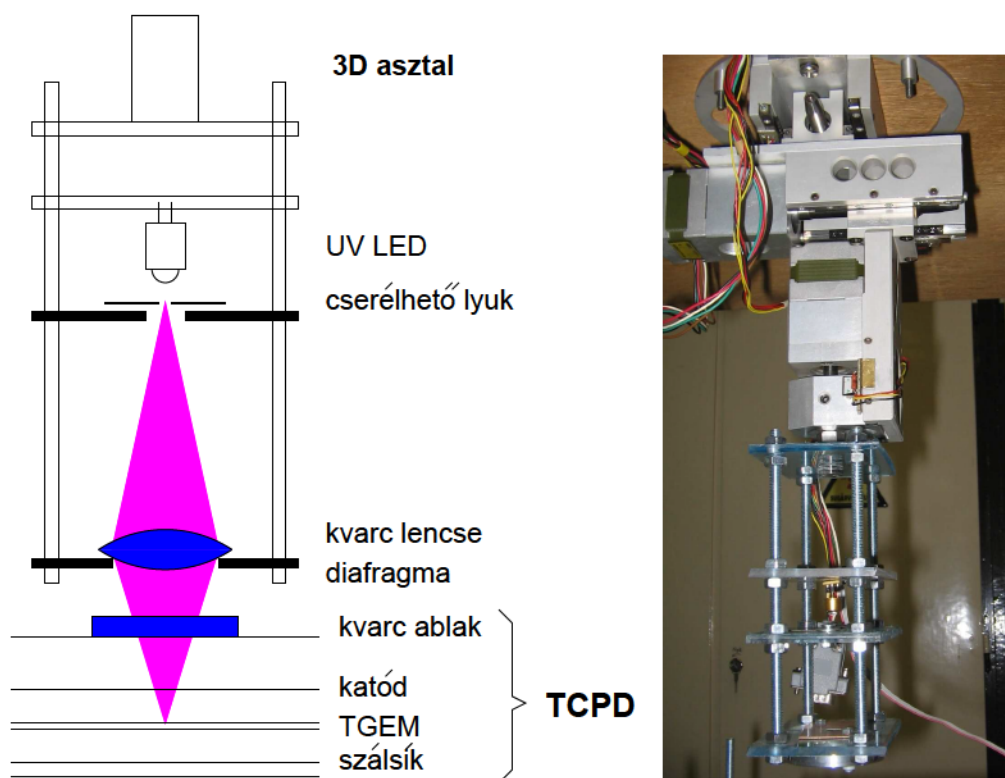
TGEM vizsgálatához egy TCPD kamrát használtunk, így a másodlagos erősítés nem tartalmaz azonos skálájú mikrostruktúrát (valamint a 5.7. fejezetben és [HG16] cikkben mutatottak értelmében kiváló uniformitású). Az alább ismertetett mérésekhez használt TGEM-ben az egymástól 800 μm -re hatszögrácsba fűrt 60 μm peremű 300 μm -es lyukak egy 400 μm vastag nyákon helyezkedtek el.

Optikai rendszer

Az optikai összeállítást a 83. ábra bal oldali rajza szemlélteti. Az UV LED fényét egy kis lyukon át egy kvarclencsén keresztül fókuszáljuk a TGEM felületére. A kis lyukat tartalmazó lapka cserélhető, így különböző lyukméretekkel is lehet mérni (az általunk használt átmérők: 0.15 mm, 0.30 mm és 0.50 mm). A fókuszáláshoz használt kvarclencse fókusztávolsága 25 mm látható fényre. A szférikus optikai hibák csökkentése érdekében a lencsének csak egy 8 mm átmérőjű részét használtuk.

A teljes optikai rendszert egy kis méretű keretre erősítettük, amelyet egy három dimenzióban mozgatható rendszerre rögzítettünk. A mozgatórendszer három egydimenziós precíziós léptetőmotoros tengelyből állt, amelyeknél egy lépés 2.5 μm , egy teljes fordulat pedig 200 lépés.

A vizsgálandó kamrát a fenti optikai rendszer alatt, egy állítható magasságú, háromlábú asztalon rögzítettük.



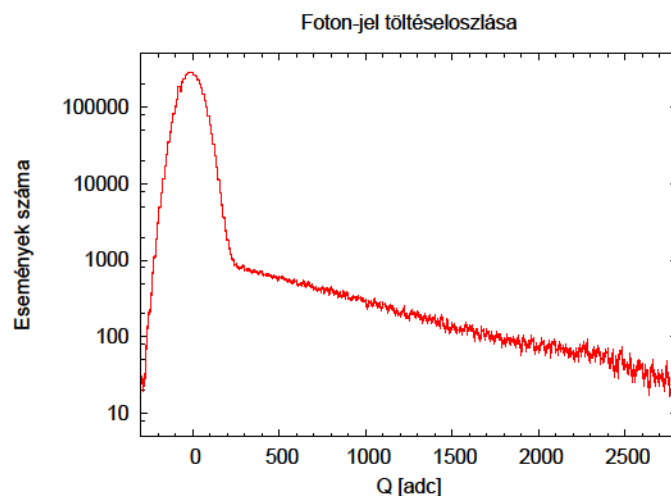
83. ábra. (Bal) A finom felbontású felületi pásztázó optikai összeállításának vázlatos rajza. (Jobb) Az optikai rendszer és a léptetőmotoros mozgató fényképe.

Adatgyűjtő rendszer

A használt TCPD detektorban az előző fejezetben bemutatott módon a kis foltra (akár $70 \mu\text{m}$) fókuszált UV-fény az adott területről az arannyal bevont TGEM felületéből kiüthet egy elektront, amely a TGEM közeli lyukján át G_{TGEM} effektív erősítést kap. A G_{TGEM} darab elektron sodródik tovább a CCC szálaihoz, ahol újabb lavina alakul ki.

A mérések során a CCC rész érzékeny szálait (SW) olvassuk ki, amelyek a teljes kamrán össze volt kötve. (A fontos helyinformációt a fókuszált rendszerből származtatjuk.) A szálak erősített jelét egy CAMAC ADC-vel (CAEN C1205 [76]) olvastuk ki.

A mérőprogramnak fontos feladata a háromdimenziós asztal pozicionálása is, ezért ezen funkciókat is integráltam a 5.3. fejezetben ismertetett "Measurement Controller" programomba. Egy extra ablakban kapott helyet az új funkciók sora. Az asztalt három dimenzióban lehet adott pozícióba mozgatni (az aktuális pozíció automatikusan frissülve mindig látszik az



84. ábra. Mért töltéseloszlás egy kis lyukon átvilágított UV LED esetén. A relatíve nagy zaj mellett szépen látszik a várt exponenciális eloszlású jel.

ablakban). Többdimenziós pásztázó méréseket is innen lehet indítani: a kijelölt pásztázandó tengelyeknél be kell csupán állítani a vizsgálandó tartományt és a lépésközöket. A *Scan* gomb megnyomásával a fenti beállításokból kiszámolt helylista minden pontjában egy-egy a főablakban beállított mérés indul és mentődik egyetlen fájlba az aktuális helykoordináták rögzítésével.

A 84. ábrán egy a fenti módon felvett spektrum látható egy lyuk környezetében.

Egy jó felbontású kétdimenziós méréshez több milliárdnyi adatot kell felvenni, így azóta új, speciális mérőrendszert terveztem és építettem, erről kissé részletesebben a 9.7. fejezetben illetve a [HG21] cikkben számolok be.

9.2. Adatanalízis menetének bemutatása

Az adatok analízisét végző programot *C/C++* nyelven írtam. Az adatanalízis alapegységei a mérési pontok. Minden mérési ponthoz sok esemény tartozik, amelyek egy-egy ADC adatsorból, valamint az előző esemény óta eltelt időből állnak (lásd 5.3. fejezet). Utóbbiakból az esemény, illetve a mérési ponthoz tartozó abszolút idő számolható, amelyek a stabilitás vizsgálatánál (lásd 9.4. fejezet) lesznek szükségesek.

Minden mérési ponthoz definiáltam az ott összegyűjtött adatokból készített hisztogramot, illetve az ebből származtatott mennyiségeket, mint a TCPD-nél a 8.2. fejezetben az (40-42) egyenletek alapján (detektált fotoelektronok száma, összes fotoelektronok száma, erősítés). A stabilitás meghatározásához szükséges újramérési pontokat a külön kezelem, a 9.4. fejezetben kifejtett időfüggő hely, hozam és erősítés értékeket számolom belőlük.

A TGEM lyukainak helyén a várt fotonhozam nulla. Természetesen a zaj, a visszaverődött fotonok, illetve a kozmikus háttér miatt a lyukaknál is detektálunk pár fotoelektronnak megfelelő jelet. A programomban "sötét pontokként" definiálom a teljes vizsgált felületre vett átlagos fotonhozam 30%-ánál kevesebb detektált fotont tartalmazó mérési pontokat. A sötét pontok kétdimenziós klaszterezése után elvégzek még egy klaszterméret-vágást is, hogy a valódi lyukakat találjam meg, ugyanis a szimmetria pontok (lásd. 9.5. és 9.6. fejezetek) is hasonlóan ineffektívek lehetnek bizonyos feszültségbeállításoknál. A lyukaknak megfelelő sötét klasztereknek értelmezhető a középpontja. Definiálom ezen lyukak vonzáskörzetét, mint azon mérési pontok halmazát, amelyek az adott lyukhoz közelebb vannak, mint bármely másikhoz. Ezzel algoritmikusan is vizsgálható a lyukak gyártási pozicionálása, illetve a 9.5. fejezetben is szereplő lyukakhoz tartozó terület (fontos a "lyukerősítés" vizsgálatához).

A programot gyors mérési ellenőrzésre is lehet használni, ekkor az analízis végeztével a kívánt eredményeket kimentí fájlba, illetve megjeleníti a megfelelő *Gnuplot*[109] ábrákat.

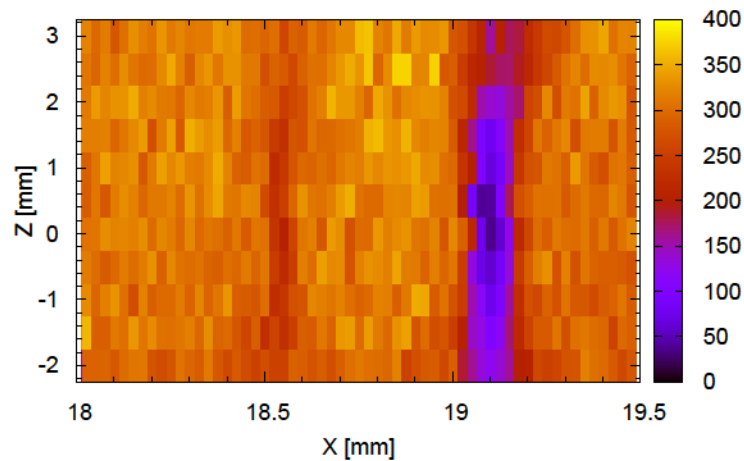
9.3. Optikai egység fókuszának mérése és beállítása

A precíziós vizsgálat sarkalatos pontja az UV forrás megfelelő fókuszálása. Bár paraméterei elvileg ismertek (fókusz távolság, a kamra illetve az állvány méretei) a pontos beállítást méréssel kell igazolni és finomhangolni.

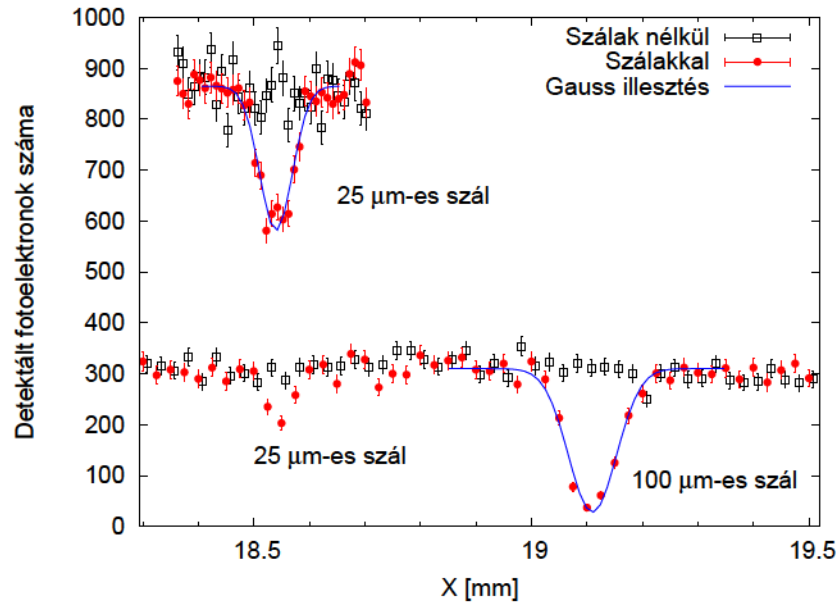
Magától adódóan fontos kérdés, hogy az adott kis lyukon át az ideális fókusz beállításával mekkora foltméret érhető el; mekkora lesz a rendszer helyfelbontása? Ennek vizsgálatára egy kis lapkára egy $25\ \mu\text{m}$ és egy $100\ \mu\text{m}$ vastag szálát rögzítettünk, és azt a kamra tetejére helyeztük. A fókusz a szálakra állítva kimérhető a szálak "árnyéka" a mért fotonhozam-térképen. Ugyan ilyen távolságból a TGEM struktúrája már jórészt elmosódik, a szálak nélkül megismételt mérés szolgált a pontos referenciamérésként.

A 85. ábrán látható a szálakra merőleges vonal mentén különböző fókusz távolságokban mért fotonhozam. Jól kivehető a vastag és a vékony szál árnyékának helye, illetve a képesség változása a Z koordináta függvényében.

Az árnyékok félértékszélességét mérve meghatározható a pontos fókusz. A 86. ábrán látható a legélesebb ($Z = 0\ \text{mm}$) beállításnál mért fotonhozam szálakkal illetve szálak nélkül. A vékony szál környékén nagyobb statisztikával is megismételtük a mérést, hogy a félértékszélesség mérése pontosabb lehessen.



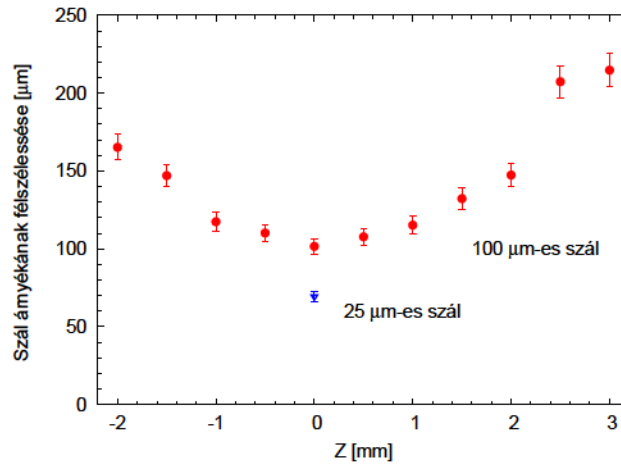
85. ábra. Fotonhozam különböző fókusz távolságoknál (Z tengely) a TGEM felületétől messze, a kamra fölé helyezett próbaszálak környékére fókuszálva. Látható, hogy $Z = 0$ körül legélesebb a kép.



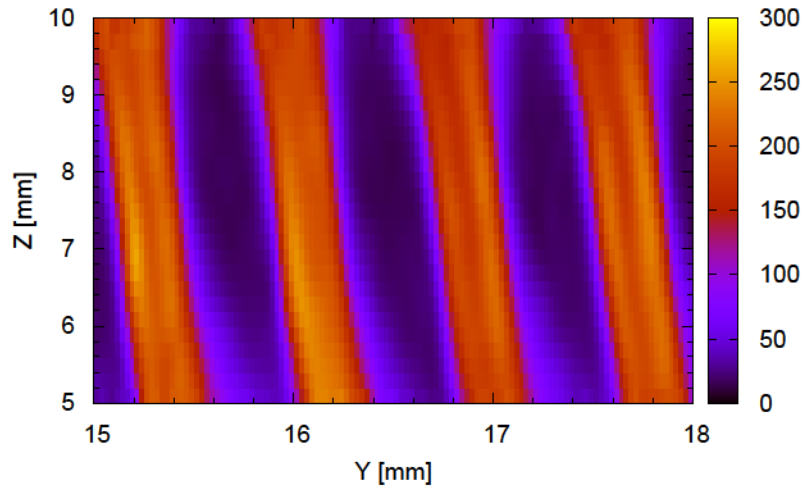
86. ábra. Fotonhozam a szálakra merőleges vonal mentén a $Z = 0$ mm fókuszban, a szálakkal, illetve a szálak nélkül. A vékony szál esetén nagyobb statisztikával is megismételtük a mérést a pontosság kedvéért.

A különböző fókusztávolságoknál mért árnyékokkal megtalálható az ideális beállítás, az árnyékok méretét mutatja a 87. ábra. Az árnyékok méretéből számítható a folt mérete és az optikai rendszer felbontása, amely a $\approx 70 \mu\text{m}$ félértékszélességűnek adódik.

Valós TGEM-felületi mérés esetén a fókusztávolság körülbelüli beállítását a kamrát rögzítő asztallal ugyan elvégezhetjük, ám a száz mikrométeres pontossághoz itt is közvetlen mérésre van szükség. Tudjuk, hogy a TGEM-en lévő lyukak sötét területekként jelennek meg, így egy kétdimenziós mérést követően láthatjuk a lyukak helyét. Egy lyuksoron át végezve egydimenziós méréseket különböző fókusztávolságoknál a legjobb fókuszt a legélesebb lyukhatár határozza meg. A 88. ábrán egy lyuksoron át (Y tengely) futtatott méréssorozatot látunk, különböző magasságokban (Z tengely) 5 mm-es tartományon át. Mindkét irányban jól látszik a struktúra elmosódása ahogy elhagyjuk a fókuszt.



87. ábra. A vastag szál árnyékára illesztett Gauss eloszlás félértékszélessége, a különböző fókuszbeállítások esetén, (a 85. ábrán látható $X = 19.2$ mm körüli árnyék szélessége), valamint a vékony szál árnyékának félértékszélessége a legjobb fókusz esetén.

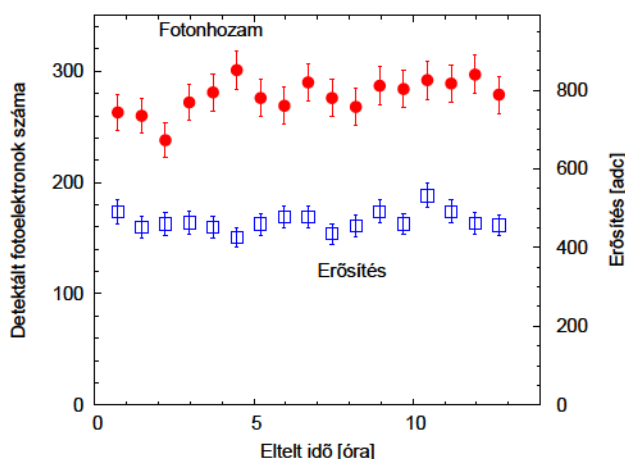


88. ábra. Egy vonal menti fotonhozam különböző fókusz távolságokkal a TGEM-re fókuszálva. A legélesebb képszelet jelöli ki a valódi fókusz síkot. (A rajzolat enyhe dőlését az UV LED pár fokal ferdesége okozta; ez nem jelent problémát a mérések során.)

9.4. Stabilitás

Egy kétdimenziós pásztázó mérésnél a több ezer pont mindegyikében a százalék körüli betöltöttség mellett több tízezer eseményt kell rögzíteni, így egy mérés több órát, akár egy-két napot is igénybe vehet. A hosszú méréseknek miatt kritikus a rendszer stabilitásának vizsgálata. Ezt oly módon realizáltuk, hogy egy előre definiált pontsorozatot időnként újra és újra megmértünk. A kétdimenziós területen kígyóvonalban haladó pásztázás minden második fordulójában történt ilyen típusú újramérés.

Az azonos helyen mért fotonhozam és erősítésértékeknek természetesen azonosnak kellene lenniük (hibahatáron belül). Az UV LED hosszú távú intenzitásváltozása, valamint a hőmérséklet és a nyomás változása azonban módosítják az említett értékeket. A 89. ábrán látható az újramérési zónában mért fotonhozam és erősítés időbeli változása. A tapasztalt eltérések tíz százalékos hibahatáron belül esnek, így megfelelően stabilnak mondhatóak.



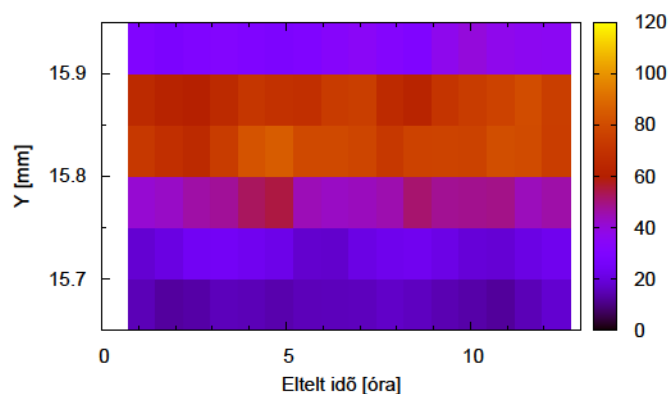
89. ábra. A fotonhozam és az erősítés időbeli változása tűrőhatáron belüli.

A pozicionálás esetleges pontatlanságát a mozgatórendszer hibás lépési, illetve a LED vagy a kamra elmozdulása is előidézheti. A fókuszált folt TGEM-hez képesti pozíciójának méréséhez egy megfelelő markerstruktúrát kell találni a vizsgált területen, amihez a TGEM esetén egy lyuk peremét választottam. Az újramérési pontsorozatunk egy lyuk falán át haladt X , majd Y irányban. A lyuk falánál megjelenő hirtelen fotonhozamváltozás segítségével mindkét iránybeli pozíció mérhetővé vált.

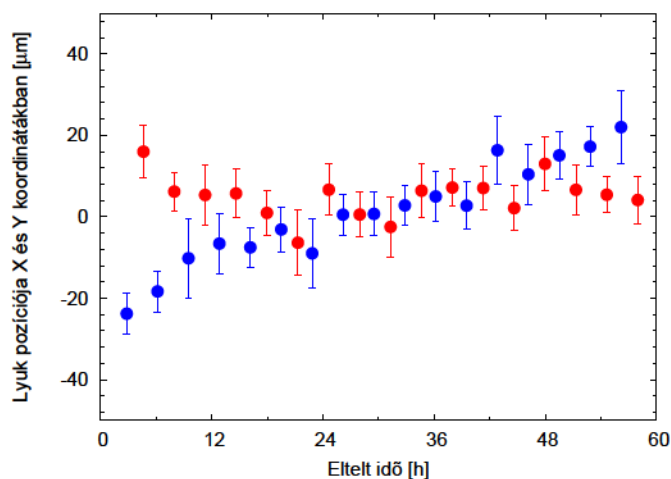
A 90. ábra mutatja egy lyukon átmenő Y irányú újramérési pontok fotonhozamát idő függvényében; látható, hogy a lyuk pereme nem tolódik el jelentősen. A 91. ábrán egy több napos mérés során a fenti módszerrel meghatározott lyukpozíció változása látható mindkét irányban. A felső

becslés szerint is $20\text{ }\mu\text{m}$ -en belüli eltérés kisebb, mint a használt foltméret, így ez is stabilnak tekinthető.

Természetesen a stabilitás mérését nem csak a fenti példákban, hanem minden egyes mérés alkalmával el kell végezni. Jelentős eltérések esetén megfelelően korrigálni kell az értékeket, vagy megismételni a teljes mérést.



90. ábra. Egy pár pontból álló vonal mentén mért fotonhozam a reguláris (kb. 45 percenkénti) újramérés során egy lyuk mellett.

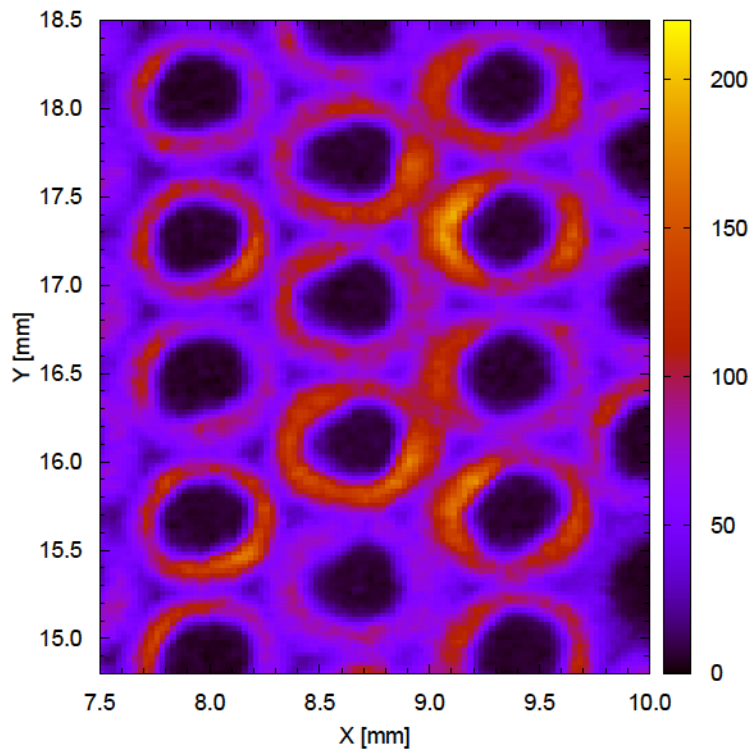


91. ábra. Egy TGEM lyuk melletti reguláris újramérésekből számolt lyukpozíció X és Y irányban csupán pártíz mikrométerrel változott a több napi mérés alatt.

9.5. Fotonhozam- és erősítés térképe

A fentebb ismertetett stabilitási és foltméret paraméterek ismeretében már lehet valódi méréseket végezni a fotonhozam- és erősítés feltérképezésére. A mérések során használt lépésköz általában $25\ \mu\text{m}$ volt, ám egyes gyorsabb pásztázásokhoz $50\text{--}100\ \mu\text{m}$ -t használtunk.

Egy CERN-ben 2009-ben gyártott $10\times 10\ \text{cm}^2$ -es TGEM egy kis területén mért fotonhozamról készült térképet mutat a 92. ábra. (Az ilyen "foltos" mintázatnak köszönhetően kapra a projekt a *Leopard* elnevezés.) Kiválóan látszanak a sötét körlapokként megjelenő lyukak, a várt hatszöges elrendezésben. A lyukak körüli aktív felület azonban nem egyenletes, a peremeken lényegesen nagyobb hozamot mértünk, mint lyukaktól távolabb.

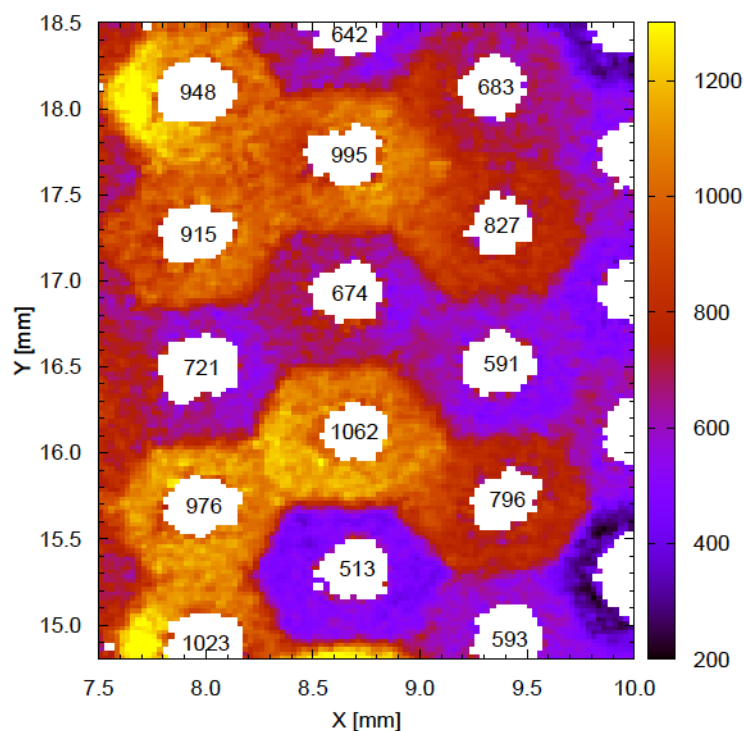


92. ábra. Detektált fotonhozam-térkép egy TGEM-en, a mért fotonszámot a színskála mutatja. A lyukak sötét foltokként jelennek meg. (Erről a mintázatról kapta a projekt a *Leopard* nevet.)

Fontos megjegyezni, hogy a mérés tanúsága szerint a szimmetria pontokban (sőt a szimmetria vonalak mentén egyaránt) nem érzékeny a rendszer, innen ugyanis a kiütött elektron a katód felé indul. Ez az első olyan valódi mérés, ahol ez a fajta várákozás igazolva lett. Az alkalmazott katódtér hatással van erre a struktúrarészre, amit a 9.6. fejezetben részletesebben is bemutatok.

Figyeljük meg, hogy a lyukak körüli világos gyűrű sem egyenletes, valamint az egyes gyűrűk hozama is jelentősen eltér (akár kettes faktor erejéig).

Mivel a mérés során egyedi fotoelektronokat detektálunk, így a spektrumban szétválasztható a fotonhozam és az erősítés. Minden egyes mérési ponthoz meghatároztam a lokálisan mért erősítést (lásd (40-42) egyenletek), ennek vizuális térképe látható a 93. ábrán.



93. ábra. Erősítés-térkép a TGEM-en, a 92. ábrával azonos intervallumon. A lyukakban található számok a lyukerősítést mutatják ADC egységekben.

Kiválóan látható, hogy az erősítés az egy lyukhoz tartozó, hatszög alakú környezetben közel konstans. Tehát az erősítés a lyukban az elektron konverziójának helytől, illetve ezáltal a lyukba való belépési ponttól, függetlenül egy adott lyukban azonos. Így természetes módon definiálhatóvá válik a lyukerősítés, amelyet a lyukhoz tartozó területen mért erősítések súlyozott átlagaként számoltam ki; és a 93. ábrán a lyukakba írt számokkal tüntettem fel (egy ADC-egységgel korreláló tetszőleges skálán).

A lyukerősítés jelentősen különbözik (akár kettes faktorig) a különböző lyukaknál, és nem mutat nagyléptékű lassan változó struktúrát sem. A lyukerősítésekben lévő óriási fluktuációk oka valószínű a gyártásban, illetve a gyártástechnológiában keresendő.

Az üvegszálalás epoxi alapú TGEM konstrukciójánál a fúrás az egyik legkényesebb lépés. A lyukak hordozó anyagon belüli elhelyezkedése véletlenszerű, valószínű a lyuk falánál lévő kilógó üvegszálak, illetve lyuk körüli üvegszálásűrűség változtatta permittivitás erősen befolyásolhatja a lyukban kialakuló térerősséget [110].

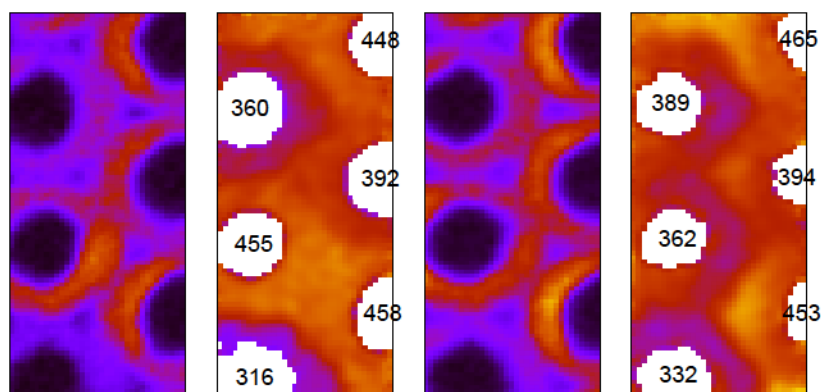
9.6. Alkalmazott térerősségek változtatásának hatása

Az előző fejezetben bemutatott struktúra természetesen függ az alkalmazott feszültség illetve térerősség értékektől, valamint a használt töltőgáztól. A detektáláshoz szükséges teljes erősítés a TGEM és a szálak effektív erősítésének szorzata, amelyet a használt elektronika jelentősen behatárol. Mivel az általunk vizsgált mintázat elsősorban a TGEM körül kialakuló tértől függ, így a TGEM erősítésének változtatásával együtt a szálak erősítését is változtatni kellett.

Két különböző TGEM-erősítés esetén kialakuló fotonhozam- és erősítés-térképet mutat a 94. ábra, a két esetben a teljes effektív erősítés közel azonos volt. A fotonterképen jól látszik, hogy a leopárdmintás struktúra megmaradt, a lyukakhoz tartozó hozamok aránya is hibahatáron belül egyezik; az egyedi lyukakhoz tartozó területről begyűjtött fotonjeleken mért erősítés is változatlanul konstansnak mondható.

Gyakorlati alkalmazásokhoz (lásd pl.: 8. fejezet) igen fontos megjegyeznünk, hogy a teljes fotonhozam az erősítés növelésének hatására kis mértékben növekedett ($\approx +10\%$). Ennek oka az elektronok kihozatalát elősegítő felületi térerősség növekedése [62].

Azonban vegyük észre, hogy a lyukak erősítésének fejlődése eltérő. A 94. ábrán a bal oldali középső lyuknak a többihez mért erősítése ezt jól demonstrálja. Ebből arra következtethetünk, hogy a lyukaknak nem csupán saját begyűjtési területe és egyedi erősítése van, de az erősítés feszültségfüggése is eltérő lehet a különböző lyukaknál. Ez valószínűsíthetően a lyukerősítések fluktuációjánál megjelölt (9.5. fejezet) forrásokra vezethető vissza.

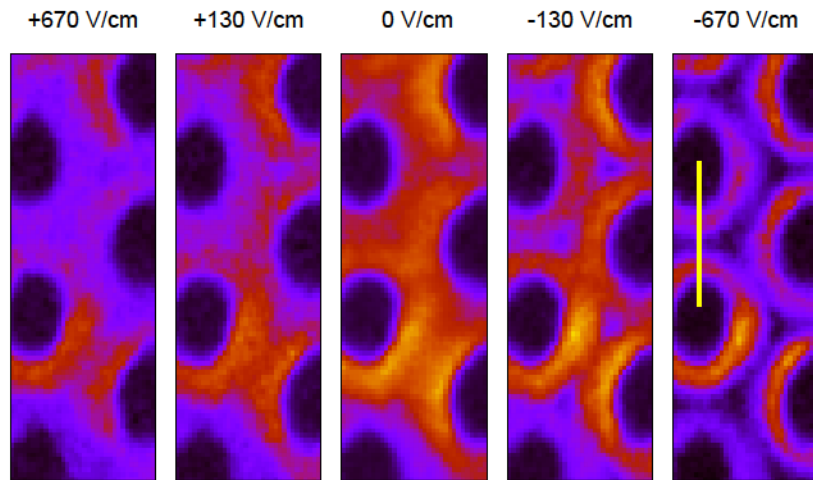


94. ábra. Fotonhozam- és erősítés térkép különböző TGEM erősítések esetén, bal oldalon $G_{TGEM} \approx 6$, míg a jobb oldalon $G_{TGEM} \approx 35$.

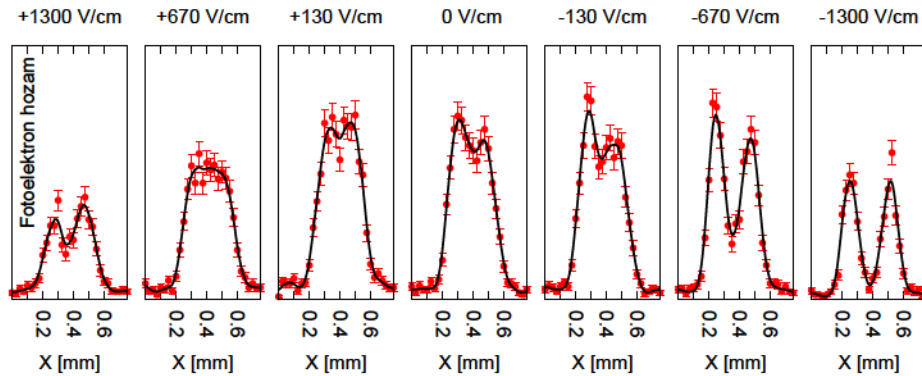
Mint a 8.4. fejezetben is bemutattam, a TCPD kamra egyik jelentős előnye a klasszikus sokszálas megoldással szemben, hogy az áthaladó töltött részecske jele erősen elnyomható. Az eddigi eredmények mind az ehhez alkalmazandó kis fordított katódtér alkalmazásával, mint alapértelmezett beállítással lettek mérve.

Azonban tudjuk, hogy az alkalmazott katódtér erős befolyással van a TGEM felső felületén kialakuló elektromos térre, így a fotonkivonásra, valamint az erősítő lyukig való eljutásának valószínűségére (mint a 8.4. fejezetben is mutattam). Korábban is láthattuk (92. ábra és 9.5. fejezet), hogy a szimmetriapontokból a kiütött elektron szimmetriaokokból nem tud eljutni a lyukakhoz.

Erős fordított katódtér esetén azt várjuk, hogy a szimmetriapontok körüli ineffektív felület megnövekszik, ugyanis több erővonal megy a katódra a TGEM lyukjai helyett. Erős normál katódtér esetén ugyanezen szimmetriapontok körül a térerővonalak a kiütött elektronokat visszataszítják a felületbe, és azokat nem tudjuk detektálni. Az optimum (fotonkihozatal szempontjából) a két extrémum között kell legyen, integrális mérésekből (8.4. fejezet) ezt meg is találhatjuk a közel zérus katódtér esetén. A jelenség mélyebb megértéséhez, az ineffektív területek csökkentéséhez, valamint a szimulációs programok finomhangolásához azonban szükséges pontosabban ismerni a fenti effektus mikroszkopikus realizálódását.



95. ábra. Fotonhozam-térkép különböző katódterek alkalmazása esetén (a skála mind az öt ábra esetén azonos). A teljes hozam változásán túl megfigyelhető a katódtér szimmetriapontokra és -vonalakra gyakorolt hatása.



96. ábra. Normált fotonhozam a 95. ábrán megjelölt két lyuk középpontját összekötő szakaszon különböző katódterek esetén.

Precíziós pásztázással megvizsgáltuk a leopárd mintázat alakulását különböző katódterek esetén. Normál és fordított illetve gyenge és erős, valamint zérus terek esetén rögzített fotontérképet mutat a 95. ábra. Az ábrán sárga vonallal megjelölt szakaszon, két lyuk között, nagyobb statisztikával és többféle katódbeállítással is végeztem méréseket, ezeket a 96. ábra mutatja.

A fenti (95. és 96.) ábrákon kiválóan megfigyelhetjük a TGEM feletti tér hatását a fotoeffektív rétegből kilépő elektronok begyűjtésére. Láthatjuk, a korábbi mérésekkel összhangban, kis normál irányú tér esetén lesz maximális a fotonszám. A naiv elgondolásoknak megfelelően az erősebb fordított terek esetén a szimmetria pontok körüli ineffektív tér megnő; sőt, a szimmetriavonalak is egyre erősödnek. Mintha nagy fordított tér esetén kvázi csak a lyuk pereméről tudnánk begyűjteni az elektronokat.

Erős normál tér esetén a struktúra kissé átalakul, nem csak a szimmetriapontokban, hanem a lyuk körüli területeken is csökken a hozam. Utóbbinak lehetséges magyarázata, hogy a nagy tér miatt a TGEM saját erővonalai a lyuk szélére szorulnak, ahol az egyetlen elektron könnyen a falnak ütközve elveszhet számunkra.

9.7. Diszkusszió

A 9. fejezetben a Leopard rendszert egy CERN-ben gyártott TGEM vizsgálatán keresztül ismertettem. Megmutattam, hogy az egyedi lyukaknak jól meghatározott elektrongyűjtő területe van, amelyen az erősítés konstans; ám az így definiálható lyukerősítés lyukról lyukra erősen változik a vizsgált területen. Igazoltam, hogy a lyukak szimmetria-struktúráiban a fotondetektálási hatások lecsökken, illetve az effektus jelentősen függ az alkalmazott katódtértől.

A precíziós pásztázás egy kiválóan működő új módszer, mellyel az ezidáig csak számolt és szimulált effektusokat mikroszkopikus szinten is képesek lettünk mérésekkel vizsgálni. Mind a mikrostruktúrák fotondetektorok fejlesztésénél, mind az MPGD gyártástechnológiában jelentős előrelépést jelenthet ezen új vizsgálati módszer a jövőben.

A sokszálas kamrákat már jól kezelő szimulációs környezetek (pl.: GARFIELD++ [111] [112]) mikrostruktúrák detektorokon való alkalmazása jelenleg is aktívan vizsgált terület. A speciális struktúrák, anyagok és terek kezeléséhez a szoftvercsomagokat frissíteni, fejleszteni és mérésekkel validálni kell. A precíziós pásztázás egy új, az eddigieknél lényegesen részletesebb információcsaláddal tudja segíteni ezt a munkát.

A dolgozat írása során jelentős előrelépések történtek a Leopard rendszer fejlesztésében. A bemutatott eredmények alapján elnyertük az RD51 Kollaboráció "Common Project" támogatását, amelyhez a COMPASS RICH fejlesztéséért felelős olasz kollégák (INFN Trieste, INFN Bari) is csatlakoztak. Az itthon azóta kifejlesztett *RaspberryPi* [113] alapú adatgyűjtő rendszer a korábbinál két nagyságrenddel gyorsabban, már 100 kHz-es adatfelvételt is képes, ezzel lehetőséget adva a nagy paraméterterületre és a kisebb méretű struktúrák részletes vizsgálatához. A szükséges kártyát megterveztem és összeszereltem, a *RaspberryPi*-on futó adatgyűjtő szoftvert és a kliensoldali grafikus vezérlőt megírtam és teszteltem [HG21]. A rendszerrel nemrég az INFN Trieste TGEM laboratóriumában is végeztünk vizsgálatokat többféle geometriai paraméterű TGEM-mel; az igen sikeres méréseket követően az analízismunkák befejeztével az eredményeket a közeli jövőben tervezzük publikálni.

Jelen tervek szerint a különböző lyukkonfigurációval rendelkező TGEM-ek szisztematikus vizsgálatán túl, a nem gyúlékony gázkeverékek hatásait és a gyártástechnológiailag kritikus paramétereket szeretnénk tesztelni. Előtanulmányokat és méréseket végeztem normál (vékony) GEM Leopard-dal való vizsgálatához [HG21], és igazoltam, hogy erre a feladatra is alkalmazható a rendszer.

10. Összegzés

Doktori munkám középpontjában a CERN LHC ALICE kísérlet tervezett nagy impulzusú részecskéket azonosító detektora, a VHMPID áll. Az ALICE kísérlet a jelenleg legnagyobb energiás nehézionfizikai kísérlet, amelyet az univerzum őanyagának, a kvark-gluon plazmának a részletes vizsgálatára építettek. A kísérlet tervezése óta született eredmények fényében szükségessé vált a kísérletet kiegészíteni a nagy impulzusú hadronok egyedi azonosítására képes detektorral. Ezt a feladatot láthatja el a VHMPID, amely egy gáztöltésű Cserenkov-detektor és a hozzá tartozó triggerelésért felelős HPTD nyomkövető detektor.

A nehézion-ütközésekkel létrehozott, erősen kölcsönható színes anyag keletkezése után újra hadronokba záródik, ezen folyamat megismerése elengedhetetlen a plazma vizsgálatánál. Megalkottam a Rezonancia Koaleszcencia Modell alapjait, amely a kvark-gluon plazma kvark-koaleszcencia alapú hadronizációs modellje. Relativisztikus mechanika használatával elérhetővé tettem a nagy tömegű állapotok keltését. A különböző kvarktartalmú hadroncsaládok megjelenési függvényével megjósoltam a rezonanciák produkcióját. Megmutattam, hogy a modell alkalmas új ízek, például a bájos szektor befogadására. Kiszámítottam, hogy a rezonanciák bevezetésével felmerült kvarkszám-skálázástól való eltérés elhanyagolható [HG01] [HG02] [HG03] [HG04] [HG06].

A VHMPID+HPTD detektoregyüttes az ALICE kísérlethez tervezett új detektorok, amelyek a nagy impulzusú részecskék egyedi azonosításával új lehetőséget nyitnak a plazmából kilépő jetek, korrelációk valamint a részecske- és rezonancia-produkciós mechanizmusok vizsgálatában.

A VHMPID Kollaboráció tagjaként aktívan részt vettem a tervezett detektor nyalábtesztjeiben, a mérések analízisével segítettem a detektor megismerését és fejlesztését. Az eredményeket a kollaborációs megbeszéléseken túl több konferencián (a kollaboráció nevében) elő is adhattam [HG13].

Doktori munkám jelentős része a HPTD detektorhoz kapcsolódik, amely a VHMPID létfontosságú trigger- és nyomkövető része. Teljesen magyar fejlesztésű: az ALICE-Budapest és a gáztöltésű detektorok K+F-el foglalkozó REGARD csoport dolgozik rajta. Feladatom volt különböző detektortechnológiák összehasonlítása, valamint a tesztkamrák HPTD-szintű használhatóságának vizsgálata.

A Közeli Katódos Kamrák speciálisan a HPTD céljaira kifejlesztett aszimmetrikus sokszálas kamrák. A megépített prototípusok laboratóriumi, kozmikus és nyalábtesztjeinek analízisével megmutattam, hogy kiváló

hatásfokuk, hely- és szögfelbontásuk, valamint kis klaszterméretük miatt megfelelnek a HPTD elvárásainak. A nagy méretű kamrák megépítésével és tesztjeinek segítségével igazoltam a CCC-kamrák mechanikai toleranciáját és időzítésének ALICE-kompatibilitását. Az eredményeket a kollaborációs megbeszéléseken túl konferenciákon és folyóiratokban közzétű [HG15], [HG16].

Építettünk és teszteltünk modern mikrostruktúrák, vastag GEM alapú kamrákat. Megmutattam, hogy sok szempontból kiválóak, ám szikrázási és gyártástechnológiai problémák miatt nem ideális jelöltek még az ALICE-környezetbe. Az eredményeket helyi és nemzetközi kollaborációs megbeszéléseken, konferencián és kiadványában mutattam be [HG17], [HG18].

A VHMPID legfontosabb eleme az egyedi fotonok észleléséért felelős detektor. Mikrostruktúrák és sokszálas technológiák hibridjével megalkottuk a TCPD detektort, amely egyesíti mindkét technológia előnyeit. Laboratóriumi és nyalábteszt-mérésekkel, illetve azok analízisével igazoltam a hibrid RICH-ként való használhatóságát [HG19].

A mikrostruktúrák detektorok lokális mintázatának köszönhető inhomogenitások és működésük mélyebb megismerése céljából kifejlesztettük a LEOPARD rendszert. TGEM-eken végzett mérésekkel igazoltam a kritikus pontok és az egyedi begyűjtési terület létezését. A rendszer új utat nyitott meg a különböző paraméterek optimalizációjára és új információkkal szolgál a szimulációs és gyártástechnológiai fejlesztéseknek egyaránt [HG20] [HG21].

A disszertációban leírt témák mind további kutatásra és felhasználásra érdemesek és alkalmasak. Kiváló példa a CCC-technológia, amely alkalmazott fizikai kutatásban is megjelent a kozmikus tomográfiában [HG23] [HG25]. A Leopard rendszer pedig elnyerte az RD51 támogatását, méréseket végeztünk a COMPASS kísérletnek, valamint bekerült a H2020 AIDA2 pályázatba is.

Köszönetnyilvánítás

Elsősorban szeretném megköszönni témavezetőimnek Lévai Péternek és Varga Dezsőnek az elméleti és kísérleti kutatások inspirálását és támogatását, illetve a lehetőséget, hogy velük dolgozhattam.

Szeretném megköszönni a REGARD Csoportnak és minden tagjának a sikeres együttműködést, speciálisan Oláh László és Kiss Gábor kollégáimnak a közös munkákat. Köszönettel tartozom a ALICE-Budapest Csoportnak és a VHMPID Kollaborációnak a közös célért folytatott kutatásokért, különösképpen Bencze György, Michael Weber, Antonello Di Mauro, Paolo Martinengo és Barnaföldi Gergely Gábor közreműködésért. Szeretném köszönetemet nyilvánítani az RD51 Kollaborációnak, valamint Vladimir Peskov és Nikolai Smirnov uraknak az értékes diszkusszióikért.

Köszönettel tartozom az MTA Wigner Fizikai Kutatóközpontnak, és speciálisan a Nagyenergiás Fizikai Osztálynak a munkafeltételek és a kellemes hangulat megteremtéséért. Szeretném megköszönni Horváth Dezsőnek a disszertáció házbírálatát és javító gondolatait.

És nem utolsó sorban szeretném megköszönni szüleimnek, nőveremnek és kedvesemnek, az egész családomnak a szüntelen támogatásukat.

Hivatkozások

[Saját publikációk]

- [HG01] G.Hamar, L.L.Zhu, P.Csizmadia, P.Lévai
Strange hadron yields and ratios in heavy ion collisions at RHIC energy
J.Phys.G G35 (2008) 044067
- [HG02] G.Hamar, L.L.Zhu, P.Csizmadia, P.Lévai
The robustness of quasiparticle coalescence in quark matter
Eur.Phys.J.ST 155 (2008) 67
- [HG03] G.Hamar, P.Lévai
Resonance production in a quark coalescence framework
J.Phys.G G35 (2008) 104075
- [HG04] G.Hamar, P.Lévai
Charmonium resonance production from quark coalescence
PoS EPS-HEP2009 (2009) 033
- [HG05] J.Cleymans, G.Hamar, P.Lévai, S.Wheaton
Near-thermal equilibrium with Tsallis distributions in heavy ion collisions
J.Phys.G G36 (2009) 064018
- [HG06] G.Hamar, P.Lévai
Strange and nonstrange hadron resonance production by quark coalescence investigating quark number scaling
Acta Phys. Pol. B Suppl. 5. (2012) 451
- [HG07] L.Boldizsár et al. (VHMPID, incl. G.Hamar)
High-p(T) trigger detector development for the ALICE experiment at CERN
Nucl.Phys.Proc.Suppl. 197 (2009) 296-301
- [HG08] L.Boldizsár for the VHMPID Collaboration (VHMPID, incl. G.Hamar)
HPTD: The High-pT Trigger Detector for ALICE VHMPID, feasibility and Monte Carlo simulations
CERN Proc. 2012-001 Proc. 6th Int.Ws. High pT Phys. At LHC p144
- [HG09] A.Agocs et al. (VHMPID, incl. G.Hamar)
Very high momentum particle identification in ALICE at the LHC
Nucl.Instrum.Meth. A617 (2010) 424-429

- [HG10] A.Di Mauro et al. (VHMPID, incl. G.Hamar)
The VHMPID RICH upgrade project for ALICE at LHC
Nucl.Instrum.Meth. A639 (2011) 274
- [HG11] G.G.Barnafödi et al. (VHMPID, incl. G.Hamar)
Letter of Intent of a Very High Momentum Particle Identification
Detector (VHMPID) for ALICE
CERN ALICE (2013) 1
- [HG12] T.V.Acconcia et al. (VHMPID, incl. G.Hamar)
A Very High Momentum Particle Identification Detector
Eur.Phys.J.Plus 129 (2014) 91
- [HG13] G.Hamar for the VHMPID Collaboration
VHMPID : ALICE detector upgrade proposal in the high-pT region
CERN Proc. 2012-001 Proc. 6th Int.Ws. High pT Phys. At LHC p140
- [HG14] A.Agócs et al. (VHMPID, incl. G.Hamar)
R&D studies of a RICH detector using pressurized C4F8O radiator gas
and a CsI-based gaseous photon detector
Nucl.Instrum.Meth. A732 (2013) 361
- [HG15] D.Varga, G.Hamar, G.Kiss
Asymmetric multi-wire proportional chamber with reduced
requirements to mechanical precision
Nucl.Instrum.Meth. A 648 (2011) 163-167
- [HG16] D.Varga, G.Hamar, G.Bencédi, G.Kiss
Close Cathode Chamber: Low material budget MWPC
Nucl.Instrum.Meth. A 698 (2013) 11
- [HG17] G.Hamar, D.Varga
Vastag-GEM trigger az ALICE kísérlethez
MNT Nukleon 2.47 (2009)
- [HG18] G.Hamar, D.Varga
Thick-GEM Based Trigger Detector development
IEEE NSS Conf.Rec. (2008) 955
- [HG19] G.Hamar, D.Varga
TCPD, a TGEM based hybrid UV photon detector
J.Instr. 8 (2013) C12038

- [HG20] G.Hamar, D.Varga
High Resolution Surface Scanning of Thick-GEM for Single
Photo-Electron Detection
Nucl.Instrum.Meth. A 694 (2012) 16
- [HG21] G.Hamar, D.Varga
High granularity scanner for MPGD based photon detectors
Proceedings of Science TIPP2014 (2014) 056
- [HG22] G.G.Barnaföldi, D.Varga, L.Oláh, G.Hamar, H.G.Meleg, G.Surányi
Kincskeresés kozmikus müonokkal
Fizikai Szemle 61.12 (2012) p401
- [HG23] G.G.Barnaföldi, D.Varga, L.Oláh, G.Hamar, H.G.Meleg, G.Surányi
Portable Cosmic Muon Telescope for Environmental Applications
Nucl.Instrum.Meth. A 689 (2012) 60
- [HG24] D.Kálmán, G.G.Barnaföldi, D.Varga, L.Oláh, G.Hamar,
H.G.Meleg, G.Surányi
Kozmikus müonok elnyelődése vas és ólom abszorbensben
MNT Nukleon 5 (2013) 122
- [HG25] L.Oláh, G.G.Barnaföldi, G.Hamar, H.G.Meleg, G.Surányi, D.Varga
CCC-based Muon Telescope for Examination of Natural Caves
Geosci. Instrum. Method. Data Syst. 1 (2012) 229
- [Egyéb hivatkozások]
- [1] S.T.Butler, C.A.Pearson
Deuterons form high-energy proton bombardment of matter
Phys.Rev.Let. 7 (1961) 69
- [2] T.S.Bíró, P.Lévai, J.Zimányi
ALCOR : a dynamic model for hadronization
KFKI report (1994) 19 A
Phys.Lett. B 347 (1995) 6
- [3] V.Greco, C.M.Ko, P.Lévai
Parton coalescence at RHIC
Phys.Rev. C 68 (2003) 034904
- [4] P.Braun-Munzinger, I.Heppe, J.Stachel
Chemical Equilibration in Pb+Pb collisions at the SPS
Phys.Lett. B 465 (1999) 15

- [5] J.Rafelski, J.Letessier, G.Torrieri
Centrality dependence of bulk fireball properties at RHIC
Phys.Rev. C 72 (2005) 024905
- [6] P.Seyboth
Recent results from nucleus-nucleus collisions at the CERN SPS
J.Phys. G 35 (2008) 104008
- [7] STAR Collaboration
Particle type dependence of azimuthal anisotropy and nuclear modification of particle production in Au + Au collisions at $\sqrt{s(NN)} = 200$ -GeV
Phys.Rev.Lett. 92 (2004) 052302
- [8] T.S.Bíró, P.Lévai, J.Zimányi
Strange hadrons from the ALCOR rehadronization model
Strangeness in hadronic matter in Tucson (1995) 405
- [9] P.Lévai, T.S.Bíró, T.Csörgő, J.Zimányi
Quark liberation and coalescence at CERN SPS
Phys.Lett. B 472 (2000) 243
- [10] P.Lévai, T.S.Bíró, T.Csörgő, J.Zimányi
Simple predictions from ALCOR_c for rehadronization of charmed quark matter
New J.Phys. 2 (2000) 32
- [11] J.Zimányi, T.S.Bíró, T.Csörgő, P.Lévai
Particle Spectra from the ALCOR Model
Heavy Ion Phys. 4 (1996) 15
- [12] A.Bialas
Quark model and strange baryon production in heavy ion collisions
Phys.Lett. B 442 (1998) 449
- [13] D.Molnár
Parton coalescence and spacetime
Acta Phys.Hung. A 22 (2005) 271
- [14] P.Csizmadia, P.Lévai
The MICOR hadronization model with final state interactions
J.Phys. G 28 (2002) 1997

- [15] P.Csizmadia
Nagy energiasűrűségű állapotok kialakulásának elméleti vizsgálata
nehézion-ütközésekben
ELTE (2002) Doktori disszertáció
- [16] L.I.Schiff
Quantum Mechanics, Chapter 34
Tosho Printing Co.Ltd., Tokyo
- [17] ALICE collaboration
Letter of intent for a large ion collider experiment
CERN / LHCC-93 (1993) 016, <http://cdsweb.cern.ch/record/290825>
- [18] <http://home.web.cern.ch/about>
<http://public.web.cern.ch/public/>
- [19] LHC Design Report
[http://ab-div.web.cern.ch/ab-div/Publications/
/LHC-DesignReport.html](http://ab-div.web.cern.ch/ab-div/Publications/LHC-DesignReport.html)
- [20] ALICE Collaboration
The ALICE experiment at the CERN LHC
Journal of Instrumentation 3 (2008) S0802
- [21] ALICE Collaboration (K.Aamodt et al.)
Charged-particle multiplicity density at mid-rapidity in central Pb–Pb
collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV
Phys.Rev.Lett 105 (2010) 252301
- [22] ALICE Collaboration
ALICE Technical Design Report of the Transition Radiation Detector
CERN / LHCC-99 (1999) 12 (ALICE TDR 4)
- [23] ALICE Collaboration (K.Aamodt et al.)
First proton–proton collisions at the LHC as observed with the ALICE
detector: measurement of the charged-particle pseudorapidity density
at $\sqrt{s} = 900$ GeV
Eur.Phys.J. C 65 (2010) 111
- [24] ALICE TPC Technical Design Report
CERN LHCC 2000 (2000) 001
- [25] F.Sauli
Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers
CERN 77 (1977) 09

- [26] ALICE TRD Technical Design Report
CERN / LHCC 2001 (2001) 021
- [27] F.Piuz, J.Schukraft et al.
ALICE Technical Design Report of the High Momentum Particle
Identification Detector
CERN / LHCC 98 (1998) 19
- [28] ALICE Technical Design Report of the Trigger, Data Aquisition,
High-level Trigger, and Control System
CERN / LHCC 2003 (2003) 062
- [29] G.Rubin et al.
The ALICE Detector Data Link
Snowmass 1999, Electronics for LHC experiments, 493
<https://cds.cern.ch/record/436794/files/p493.pdf>
- [30] NA61 Collaboration
NA61/SHINE facility at the CERN SPS: beams and detector system
Journal of Instrumentation 9 (2014) P06005
- [31] J.D.Jackson
Classical Electrodynamics
John Wiley & Sons Ltd. 1962
- [32] RD26 Collaboration (J. Almeida et al.)
Review of the development of cesium iodide photocathodes for
application to large RICH detectors
Nucl.Instrum.Met. A 367 (1995) 332
- [33] V.Peskov et al.
R&D results on a CsI-coated triple thick GEM-based photodetector
Nucl.Instrum.Meth. A 639 (2011) 126
- [34] L.Molnár
Trigger status
VHMPID Collaboration Meeting, 2009. május 20.
- [35] G.Paic
VHMPID physics case
VHMPID Collaboration Meeting, 2009. március 23.
- [36] H.Meleg
Front-end áramkör fejlesztése a HPTD detektorhoz - Diplomatervezés 1
BME MSc Diplomaterv-1 (2012)

- [37] B.Monostori
FPGA interfész fejlesztése HPTD detektorhoz
BME BSc (2012)
- [38] S.Pochybova
Progress on L0 trigger for VHMPID
VHMPID Meeting, 2010.10.19.
- [39] W.W.M.Allison, J.H.Cobb
Relativistic charged particle identification by energy loss
Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. 30 (1980) 25398
- [40] G.Charpak, R.Bouclier, T.Bressani, J.Favier, Č.Zupančič
The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles
Nucl.Instrum.Meth. 62 (1968) 262
- [41] Nobel Prize in Physics 1992
http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1992/
- [42] G.A.Erskine
Electrostatic problems in multiwire proportional chambers
Nucl.Instrum.Meth. 105 (1972) 565
- [43] W.Blum, R.Rolandi, W.Riegler
Particle Detection with Drift Chambers
Springer-Verlag, Berlin, 2008
- [44] G.Charpak, G.Fischer, A.Minten, L.Naumann, F.Sauli, G.Flügge, Ch.Gottfried, R.Tirler
Some Features of Large Muntiwire Proportional Chambers
Nucl.Instrum.Meth. 97 (1971) 377
- [45] G.Charpak, F.Sauli, W.Duinker
High Accuracy Drift Chambers and Their Use in Strong Magnetic Fields
Nucl.Instrum.Meth. 108 (1973) 413
- [46] D.Fancher, D.R.Nygren et al.
Performance of a Time Projection Chamber
Nucl.Instrum.Meth. 161 (1979) 383
- [47] M. Gazdzicki for the NA61 Collaboration
Ion Program of NA61/SHINE at the CERN SPS
J.Phys.G 36 (2009) 064039

- [48] RD51 Collaboration
<http://rd51-public.web.cern.ch/rd51-public/>
- [49] S.D.Pinto for the RD51 Collaboration
 Micropattern gas detector technologies and applications, the work of the RD51 collaboration
 IEEE NSS Conf.Rec. (2010) 802
- [50] F.Sauli
 GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors
 Nucl.Instrum.Meth. A 386 (1997) 531
- [51] A.Sharma
 3D simulation of charge transfer in a GEM and comparison to experiment
 Nucl.Instrum.Meth. A 454 (2000) 267
- [52] C.Büttner et al.
 Progress with the gas electron multiplier
 Nucl.Instrum.Meth. A 409 (1998) 79
- [53] D. Abbaneo et al.
 An overview of the design, construction and performance of large area triple-GEM prototypes for future upgrades of the CMS forward muon system
 J.Instr. 7 (2012) C05008
- [54] F.Sauli
 Gas Electron Multiplier (GEM) detectors: principles of operation and applications
 RD51 Note (2012) 2012-007
- [55] R.Chechik, A.Breskin, C.Shalem, D.Mörmann
 Thick GEM-like hole multipliers : properties and possible applications
 Nucl.Instrum.Meth. A 535 (2004) 303
- [56] A.Breskin et al.
 A concise review on THGEM detectors
 Nucl.Instrum.Meth. A 598 (2004) 107
- [57] I.Giomataris, P.Rebourgard, J.P.Robert, G.Charpak
 MICROMEAS: a high-granularity position-sensitive detector for high particle-flux environments
 Nucl.Instrum.Meth. A 376 (1996) 29

- [58] I.Giomataris, R.de Oliveira, et al.
Micromegas in a bulk
Nucl.Instrum.Meth. A 560 (2006) 405
- [59] F.J.Iguaz et al.
New developments in Micromegas Microbulk detectors
arXiv:1110.2641
- [60] V.Peskov, R.Oliveira, F.Pietropaolo, P.Picchi
First Tests of Thick GEMs with Electrodes Made of a Resistive Kapton
Nucl.Instrum.Meth. A 576 (2007) 362
- [61] J.Manjarres et al. (MAMMA Collaboration)
Performances of Anode-resistive Micromegas for HL-LHC
J.Instr. 7 (2012) C03040
- [62] A.Breskin et al.
Field dependent photoelectron extraction from CsI in different gases
Nucl.Instrum.Meth. A 367 (1995) 342
- [63] A. Kozlov et al.
Development of a triple GEM UV photon detector operated in pure CF(4) for the PHENIX experiment
Nucl.Instrum.Meth. A 523 (2004) 345
- [64] W.Anderson et al.
Design, Construction, Operation and Performance of a Hadron Blind Detector for the PHENIX Experiment
Nucl.Instrum.Meth. A 646 (2011) 35
- [65] V.Peskov, M.Cortesi, R.Chechik, A.Breskin
Further evaluation of a THGEM UV-photon detector for RICH – comparison with MWPC Journal of Instrumentation 5 (2010) P11004
- [66] P. Abbon et al. (COMPASS)
The COMPASS Experiment at CERN
Nucl.Instrum.Meth. A 577 (2007) 455
- [67] M.Alexeev et al.
Detection of single photons with ThickGEM-based counters
Journal of Instrumentation 7 (2012) C02014
- [68] UVESz - Uverapid 20
<http://www.uverapid.hu/?oldal=uverapid20>

- [69] WxWidgets
<http://www.wxwidgets.org/>
- [70] CAMAC - A modular instrumentation system for data handling
Joint Nucl.Res.Centre, Ispra Est.It. (1972)
- [71] NIM LeCroy 465 Coincidence Unit
<http://www-esd.fnal.gov/esd/catalog/main/lcrynim/465-spec.htm>
- [72] NIM LeCroy 612A Amplifier Unit
<http://www.fnal.gov/projects/ckm/jlab/612a-spec.htm>
- [73] NIM LeCroy 222 Dual Gate Generator
<http://www.fnal.gov/projects/ckm/jlab/222-spec.htm>
- [74] NIM LeCroy 428F FIFO
<http://www-esd.fnal.gov/esd/catalog/main/lcrynim/428f-spec.htm>
- [75] CAMAC Caen C111C Ethernet Camac Controller
[http://www.caen.it/jsp/Template2/
/CaenProd.jsp?parent=9&idmod=461](http://www.caen.it/jsp/Template2/CaenProd.jsp?parent=9&idmod=461)
- [76] CAMAC Caen C1205 QDC
[http://www.caen.it/jsp/Template2/
/CaenProd.jsp?parent=9&idmod=409](http://www.caen.it/jsp/Template2/CaenProd.jsp?parent=9&idmod=409)
- [77] CAMAC LeCroy 2249A ADC
<http://www.fnal.gov/projects/ckm/jlab/2249a-spec.htm>
- [78] CAMAC LeCroy 2551 Scaler
<http://www.fnal.gov/projects/ckm/jlab/2551-spec.htm>
- [79] CadSoft's Eagle PCB Desingn Software
<http://www.cadsoftusa.com/eagle-pcb-design-software/>
- [80] BME ETT NyHL
<http://www.ett.bme.hu/lablist.php>
- [81] ON Semiconductor 4069UB
<http://doc.chipfind.ru/pdf/onsemi/4069ub.pdf>
- [82] ON Semiconductor MC14001B
<http://doc.chipfind.ru/pdf/onsemi/mc14001.pdf>
- [83] NXP 74HCT165 PISO Shift Register
http://www.nxp.com/documents/data_sheet/74HC_HCT165.pdf

- [84] PS T10
<http://sba.web.cern.ch/sba/BeamsAndAreas/East/East.htm>
- [85] G.Kiss
 Sokszálas proporcionális kamrák fejlesztése részecskefizikai
 detektorokhoz
 OTDK / Részecskefizika (2011)
- [86] CMS Collaboration
 Alignment of the CMS Muon System with Cosmic-Ray and Beam-Halo
 Muons
 J.Instr. 5 (2010) T03020
- [87] ROOT
<http://root.cern.ch>
- [88] AliROOT
<http://aliweb.cern.ch/Offline/AliRoot/Manual.html>
- [89] GEANT 3
<http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/pdfdir/geant.pdf>
- [90] GEANT 4
<http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [91] L.W.Alvarez et al.
 Search for hidden chambers in the pyramids
 Science NS 167 3919 (1970) 832
- [92] N.Lesparre, D.Gibert et al.
 Geophysical muon imaging: feasibility and limits
 Geophys.J.Int. 183 (2010) 1348
- [93] H.Tanaka, K.Nagamine et al.
 Development of a two-fold segmented detection system for near
 horizontally cosmic-ray muons to probe the internal structure of a
 volcano
 Nucl.Instr.Meth. A 507 (2003) 657
- [94] L.Oláh
 Földalatti üregek vizsgálata kozmikus részecskék segítségével
 OTDK / Részecskefizika (2011)

- [95] CERN Summer Student Programme
<http://home.web.cern.ch/students-educators/summer-student-programme>
<http://jobs.web.cern.ch/programme/summer-student-programme/summer-students>
- [96] CERN Development of Electronic Modules
<http://ts-dep-dem.web.cern.ch/ts-dep-dem/>
- [97] S.Bachmann et al.
 Discharge studies and prevention in the gas electron multiplier (GEM)
 Nucl.Instrum.Meth. A 479 (2002) 294
- [98] A.Sharma, F.Sauli
 A measurement of the first Townsend coefficient in argon based mixtures
 at high fields
 Nucl.Instrum.Meth. A 323 (1992) 280
- [99] S.A.Korff
 Electron and nuclear counters
 D.Van Nostrad Comp. Inc. (1946)
- [100] A.Bulte
 Operation of Cerenkov Detectors at the PS East Hall
 CERN PS EA (1998)
<http://sba.web.cern.ch/sba/Documentations/Eastdocs/>
[/docs/Cerenkov.pdf](http://sba.web.cern.ch/sba/Documentations/Eastdocs/docs/Cerenkov.pdf)
- [101] J.C.Sanitard et al.
 GASPLETEX a Low-noise AnalogSignal Processor for Readout of Gaseous
 Detectors
 CERN / ECP 94 (1994) 17
- [102] J.C.Sanitard, K.Marent
 The GASSIPLEX0.7-2 Integrated Front-end Analog Processor for the
 HMPID and the DIMUON Spectrometer of ALICE
 CERN / ECP 99 (1999) 9
 ALICE-PUB (2001) 49
- [103] T.V.Acconcia et al.
 VHMPID RICH prototype using pressurized C₄F₈O radiator gas and
 VUV photon detector
 Nucl.Instrum.Meth. A [accepted: 2014.08.]

- [104] F.Tessarotto et al.
Development of THGEM-based photon detectors for Cherenkov imaging counters
J.Instr. 5 (2010) P03009
- [105] A.Braem et al.
Results from the ageing studies of large CsI photocathodes exposed to ionizing radiation in a gaseous RICH detector
Nucl.Instrum.Meth. A 553 (2005) 187
- [106] Sensor Technology Inc., LED:UVTOP240
<http://www.s-et.com/spec-sheets/240nm-with-images.pdf>
- [107] H.Hoedlmoser et al.
Photo-current scanner system for in situ quality assessment of large area CsI photocathodes
Nucl.Instrum.Meth. A 566 (2006) 351
- [108] R.Chechik, A.Breskin, C.Shalem, K.Michaeli
Advances in Thick GEM-like gaseous electron multipliers, Part I: atmospheric pressure operation
Nucl.Instrum.Meth. A 558 (2006) 475
- [109] Gnuplot
<http://www.gnuplot.info/>
- [110] Rui de Oliveira
Személyes beszélgetés
- [111] GARFIELD, GARFIELD++
<http://garfield.web.cern.ch/garfield/>
<http://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/>
- [112] R.Veenhof
GARFIELD, recent developments
Nucl.Instrum.Meth. A419 (1998) 726
- [113] Raspberry Pi
<http://www.raspberrypi.org/>

A. Rövidítések

ALICE - A Large Ion Collider Experiment - Egy nagy ion ütköztető kísérlet
Az LHC nehézionütközésekre specializálódott kísérlete. Fő célja a kvark-gluon plazma (QGP) vizsgálata. Részletesen a 4.1. fejezetben írok róla.

ALCOR - ALgebraic COalescence Rehadronization model - Algebrai koaleszcenciás újrabadronizáció modell
A kvark-gluon plazma hadronizációját az effektív konstituens kvarkok koaleszcenciájával leíró modell.

ATLAS - A Toroidal Lhc ApparatuS - Egy toroid szerkezetű LHC apparátus
Az LHC egyik nagy kísérlete, fő céljai a Higgs megtalálása és új fizika keresése.

CAMAC - Computer Automated Measurement And Control - Számítógéppel automatizált mérő és vezérlő rendszer
Kísérleti részecske- és magfizikában elterjedt mérőrendszer.

CERN - European Organization for Nuclear Research - Európai Nukleáris Kutatási Szervezet
A részecske és magfizikai kutatások európai központja, a 20 tagállamon túl más országok kutatói is dolgoznak itt. 1954-es alapítása óta a szaktrület egyik meghatározó létesítménye. 1992-től Magyarország is tagja.

CMS - Compact Muon Solenoid - Kompakt müon szolenoid
Az LHC egyik nagy kísérlete, fő céljai a Higgs megtalálása és új fizika keresése.

EA - East Area - Keleti terület
A CERN PS gyorsítójának keleti kísérleti területe, itt találhatóak a T7-T11 zónák (a T8-asban a DIRAC kísérlet).

FW - Field Wire - Térformáló szál
Gáztöltésű sokszálas kamrákban a jobb térkonfiguráció eléréséhez gyakran extra szálakat, szálsíkokat helyeznek el.

FWHM - Full Width Half Maximum - Maximum felénél vett teljes szélesség
Eloszlás szélességének jellemzésére használt mennyiség, az eloszlás maximumának felénél vett értékek különbsége:

$$|f^{-1}(\max(f(x))/2)_1 - f^{-1}(\max(f(x))/2)_2|$$

G - Gain - Erősítés

Gáztöltésű kamrákban az egy elektron keltette lavina átlagos mérete.

GARFIELD -

Gáztöltésű kamrák részletes szimulációs programja. Az elektromágneses tér, az elektródák és a gázban lezajló folyamatok Monte Carlo jellegű szimulációja az egyedi töltéshordozók és a keletkező jelek vizsgálatához.

GARFIELD++ -

A GARFIELD program C++ alapú új változata.

GEM - Gas Electron Multiplier - Gáz elektron sokszorozó

Lyukakkal sűrűn teletűzdelt mindkétoldalon rézborítású kaptonfólia. Fabio Sauli nevéhez fűződik, a mikrostrukturás gáztöltésű detektorcsalád egyik legkorábbi és azóta is kedvelt tagja.

HBD - Hadron Blind Detector - Hadronokra vak detektor

A PHENIX kísérlet GEM alapú Cserenkov detektora.

HPTD - High P_T Trigger Detector

- Nagy transzverz impulzusú trigger detektor

A tervezett VHMPID aldetektora, eredeti feladata nagy impulzusú L1 trigger szolgáltatása ólom ütközésekben. Azóta kiegészült proton ütközésekben várt közepes impulzusvágású L0 triggerrel, valamint a MIP érzékeléssel.

IBF - Ion backflow - Ion visszaáramlás

Gáztöltésű detektorokban keletkező lavinában megjelenő ionoknak a különböző elektródákhoz sodródási aránya a teljes ionmennyiséghez képest.

LAM - Look at me - Figyelj rám

Adatgyűjtő rendszereknél használt digitális jel, ezzel jelez egy alegység a rendszer felé, hogy megérkezett/készen áll az új adat kiolvasásra.

LED - Light Emitting Diode - Fény kibocsátó dióda

Elektronikában használt félvezető egység, feszültség hatására fényt bocsát ki.

LHC - Large Hadron Collider - Nagy hadron ütköztető

A CERN, s a világ jelenleg létező legnagyobb energiás gyorsítógyűrűje. Proton és ólomionok gyorsítására és ütköztetését végzi. Négy nagyobb és három kisebb kísérlet foglal helyet rajta: ATLAS, CMS, ALICE, LHCb, MoDeaL, Totem, LHCf.

LHCb - LHC Beauty - Bájós LHC

Az LHC egyik nagy kísérlete, célja a standard modell paramétereinek precíziós mérése, s új fizika lehetőségének feltárása. Kiválóan vizsgálja a különös (c) és bájos (b) kvarkokat tartalmazó hadronok bomlásait.

MICOR - Microscopic COalescence Rehadronisation

- Mikroszkópikus koaleszcenciás rehadronizáció

A kvark gluon plazma hadronizációját klasszikus kvantummechanikai és statisztikai alapon leíró koaleszcencia modell.

MIP - Minimum Ionizing Particle - Minimálisan ionizáló részecske

A közegen áthaladó töltött részecske ionizációval való energialeadását a Bethe-Block görbe írja le. Ennek minimumát nevezik MIP-nek, mely a minimális ionizációt jelenti. A detektorfizikában általában ehhez a MIP-hez, mint legrosszabb esethez, viszonyítják a mennyiségeket (pl hatásfok).

MM - Micromegash

Mikrostruktúrák gáztöltésű detektor, a parkettasík felett kifeszített fémhálón nagyfeszültséget alkalmazva az alatta megjelenő térerősség elégséges elektronlavinák kialakításához.

MWPC - MultiWire Proportional Chamber - Szokásos proporcionális kamra

Gáztöltésű, kétdimenzióban érzékeny detektor ionizáló sugárzásra. Georges Charpak Nobel díjas találmánya.

MPGD - MicroPattern Gaseous Detector - mikrostruktúrák gázdetektor
Modern gáztöltésű detektorcsalád, ahol a sokszálas kamrákkal szemben a modern technológia nyújtotta milliméternél finomabb struktúrák adják a gázerősítés magját.

NYÁK - Nyomtatott áramkör

PS - Proton Synchrotron - Proton szinkrotron

A CERN egyik gyorsítógyűrűje, az SPS előgyorsítója, illetve különböző tesztnyalábokat kiszolgáló rendszer. Ide tartozik az Keleti Mérőterület (EA), ahol az ALICE tesztméréseknek helyet adó T10-es zóna is tartozik.

RD51 - Research and Development 51 - 51-es számú kutatás-fejlesztés

A mikrostruktúrák gáztöltésű detektorok kutatására és fejlesztésére alakult CERN központú nemzetközi kollaboráció [48]. Jelenleg közel 30 ország, több, mint 70 kutatóintézet és egyeteme tagja már, a WIGNER FK és a ELTE a REGARD csoport révén az alapítótagok közé tartozik. Az együttműködés fő célja a mikrostruktúrák detektorokkal foglalkozó kutatócsoportok közös infrastruktúra (tesztnyalábok, szimulációs programok, gyártás) és információcsere támogatása.

RHIC - Relativistic Heavy Ion Collider - Relativisztikus nehézion ütköztető

A Brookhaven National Laboratory területén működő hadron gyorsító és ütköztető. Csúcsenergiája 200 AGeV aranymagokra.

SPS - Super Proton Synchrotron - Szuper proton szinkrotron

A CERN egyik gyorsítógyűrűje, az LHC előgyorsítója, illetve különböző fixcélú kísérleteket kiszolgáló rendszer. Első, másodlagos és harmadlagos nyalábot is tud adni, nagy intenzitású, jól fókuszálható tesztzónái vannak. Itt foglal helyet például az NA61/SHINE kísérlet is.

SW - Sense Wire - Érzékeny szál

Gáztöltésű sokszálas kamrákban a vékony anódszálakat érzékeny szálaknak nevezik, a keletkező elektronlavina ezen szálakon végződik.

T10 - PS T10 - PS T10-es zóna

A CERN PS gyorsítójának keleti kísérleti területén (EA) található egyik mérőhely, amely jelenleg ALICE teszttónaként üzemel.

TCPD - ThickGEM and CCC Photon Detector

- TGEM + CCC foton detektor

Sokszálas és mikrostruktúrák technológiát egyaránt használó gáztöltésű detektor, speciálisan kialakítva fotonok detektálására. A vastag-GEM segítségével a klasszikus MWPC-s fotondetektorok alapproblémái kiküszöbölhetők, ám kisebb effektív felülettel rendelkezik a mikrostruktúra miatt. A REGARD csoport nevéhez fűződik (s a dolgozatban egy egész fejezetet szenteltem neki).

TGEM - Thick GEM - Vastag GEM

Mikrostruktúrák detektor, a GEM-nek egy kvázi felskálázott verziója. A szigetelő réteg nyomtatott áramköri lemez, vastagsága illetve a mechanikai fúrással kialakított lyukak átmérője 0.3-1.0 mm.

UV - Ultraviolet - Ibolyán túli

Fény a 10-400 nm hullámhossz tartományban.

VHMPID - Very High Momentum Particle Identification Detector

- Nagyon nagy impulzusú részecske azonosító detektor

Az ALICE kísérlet egy tervezett gáztöltésű Cserenkov detektora, amely az 5-25 GeV/c tartományban végezne részecskeazonosítást.